ORSAY
n° d'ordre :
1637

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

PAR

Konstantinos KATSONIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

Sujet de la Thèse:

ETUDE STATISTIQUE ET CINETIQUE DES PLASMAS D'ARGON EN DEHORS DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL.

Soutenue le 20 Avril 1976 devant le jury composé de:

MM. J.L. DELCROIX
J. CHAPELLE
H.W. DRAWIN
J. GODART
M. BINEAU

ORSAY
n° d'ordre :
1637

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

PAR

Konstantinos KATSONIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

Sujet de la Thèse:

ETUDE STATISTIQUE ET CINETIQUE DES PLASMAS D'ARGON
EN DEHORS DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL.

Soutenue le 20 Avril 1976 devant le jury composé de:

MM. J.L. DELCROIX
J. CHAPELLE
H.W. DRAWIN
J. GODART
M. BINEAU

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ΕΛΕΝΗ: Οὐκ ἦλθον ἐς γῆν Τρῳάδ', ἀλλ' εἴδωλον ἦν.

ΑΓΓΕΛΟΣ: Τί φής;
Νεφέλης ἄρ' ἄλλως εἴχομεν πόνους πέρι;

ΕΥΡΙΠΙΔΗΣ, «ΕΛΕΝΗ»

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548102_0040

Je suis heureux de remercier le Président et les membres du Jury de me faire l'honneur d'accepter une fonction qui a pour moi une importance primordiale.

Je trouve ici l'occasion d'exprimer aussi mes remerciements à Monsieur le Professeur J.-L. Delcroix d'avoir assumé la responsabilité de mes études en France, d'avoir recherché la solution aux nombreux problèmes que j'ai rencontrés et de m'avoir accueilli dans son Laboratoire où j'ai pu m'initier à la Physique des Plasmas.

Je remercie très vivement Monsieur H.W. Drawin, responsable du groupe de recherches sur la Physique Atomique des Plasmas à Fontenay-aux-Roses. Il m'a d'abord proposé le sujet de cette thèse et, par ses conseils quotidiens et ses observations minutieuses, m'a donné la possiblité d'effectuer le travail nécessaire à sa réalisation.

A cette occasion je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à mes camarades Françoise Emard et Jacques Ramette, pour leur assistance et pour leur appui moral dans tous les moments difficiles de ma vie de "thésard", moments qui n'étaient que trop nombreux ; la vie d'un "thésard" à l'heure actuelle n'est pas pleine de roses....

En ce qui concerne mon séjour au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay aux Roses je tiens à remercier Monsieur C. Etievant de m'avoir accueilli dans la section de Physique des Plasmas et d'avoir résolu plusieurs de mes problèmes. Monsieur M. Trocheris, Chef du Département de la Physique du Plasma et de la Fusion Controlée a permis que les conditions matérielles nécessaires à mon travail pendant les deux dernières années soient assurées. Je lui en sais gré.

Je voudrais également exprimer ma satisfaction d'avoir préparé ce travail dans une Association EURATOM-CEA, ce qui m'a donné la possibilité de collaborer avec des chercheurs de différentes nationalités.

Enfin, ceux qui ont facilité mon travail et rendu mon séjour en France plus agréable sont trop nombreux pour être tous cités. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma plus vive reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

Chap. 1. INTRODUCTION 1

Chap. 2. CONSTRUCTION DU MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF........................ 5

2.1. LES EQUATIONS DE BASE.. 5

2.1.1. Le système des équations de BOLTZMANN couplées.................. 5

2.1.2. Les moments des équations de BOLTZMANN (relations macroscopiques) 7

2.1.3. L'équation du transfert radiatif..................................10

2.2. SIMPLIFICATION DES EQUATIONS DE BASE..................................12

2.3. LES PROCESSUS ELEMENTAIRES CONSIDERES...............................13

2.4. FORME DEFINITIVE DES EQUATIONS STATISTIQUES.........................16

2.4.1. Approximations relatives aux plasmas inhomogènes et transitoires.19

2.5. SOLUTIONS DES CAS PARTICULIERS..20

2.5.1. Plasma homogène et stationnaire.......................................20

2.5.2. Plasma inhomogène et/ou transitoire....................................21

Chap. 3. CONSTRUCTION D'UN MODELE ATOMIQUE IDEALISE DE L'ARGON...............25

3.1. LES ENERGIES D'EXCITATION DES "NIVEAUX EFFECTIFS"....................25

3.2. LES POIDS STATISTIQUES...37

3.3. LES DENSITES DE POPULATION...38

Chap. 4. CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION ET DES FORCES D'OSCILLATEUR (TRANSITIONS LIE -LIE)...41

4.1. LE CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION DE L'ArI EN COUPLAGE jK..41

4.2. LES PROBABILITES DE TRANSITION ENTRE "NIVEAUX EFFECTIFS". METHODES EMPIRIQUES 48

4.3. LES FORCES D'OSCILLATEUR DU MODELE IDEALISE.............................51

Chap. 5. SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE PHOTOIONISATION ET DE RECOMBINAISON RADIATIVE (TRANSITIONS LIE -LIBRE et LIBRE-LIE)......53

5.1. SECTIONS EFFICACES DE PHOTOIONISATION ET DE PHOTORECOMBINAISON DES HYDROGENOIDES...53

5.1.1. Niveau fondamental (n=1) de l'hydrogène 54

5.1.2. Niveaux excités (n > 1) de l'hydrogène...............................56

5.2. COEFFICIENTS DE PHOTOIONISATION ET DE PHOTORECOMBINAISON........60

5.2.1. Cas général..60

5.2.2. Cas de l'hydrogène..64

5.3. SECTIONS EFFICACES DE PHOTOIONISATION ET COEFFICIENTS DE RECOMBINAISON RADIATIVE D'ARGON 67

5.3.1. Niveau fondamental d'argon 67

5.3.2. Niveaux excités d'argon I 71

5.3.2.1. Sections efficaces de photoionisation pour n ≥ 4. 5.3.2.2. Coefficients de recombinaison pour N ≥ 4. 5.3.2.3. Les "niveaux effectifs" avec N=2 et N=3.

5.3.3. Coefficient total de recombinaison radiative 81

Chap. 6. SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE TAUX DES PROCESSUS COLLISIONNELS...85

6.1. SECTIONS EFFICACES D'EXCITATION PAR COLLISIONS ELECTRON-ATOME NEUTRE ; COEFFICIENTS D'EXCITATION CORRESPONDANTS 85

6.1.1. Cas d'une transition permise. Lois de variation énergétique... 85

6.1.1.1. Méthodes semi-empiriques. 6.1.1.2. Comparaison entre les différentes méthodes de calculs des section efficaces et des coefficients d'excitation. 6.1.1.3. Expressions des sections efficaces et des coefficients d'excitation pour les transitions permises d'argon I

6.1.2. Cas des transitions interdites avec $\Delta \ell \neq \pm 1$ ("parity forbidden"). 98

6.1.2.1. Valeurs numériques de ces transitions interdites pour ArI.

6.1.3. Transitions interdites avec changement de spin ("spin forbidden")...103

6.1.3.1. Valeurs numériques.

6.2. LES COEFFICIENTS D'EXCITATION ET DE DESEXCITATION COLLISIONNELS.108

6.2.1. Excitation...108

6.2.2. Désexcitation..109

6.3. RECOMBINAISON PAR TRIPLE CHOC ET IONISATION PAR CHOC ELECTRONIQUE SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE REACTION.................110

Chap. 7 RESULTATS NUMERIQUES POUR LE PLASMA OPTIQUEMENT MINCE........... 113

7.1. LE CAS D'UN SEUL NIVEAU..117

7.2. LE CAS DE TROIS "NIVEAUX EFFECTIFS" (PLASMA H-S)...............120

7.3. LES RESULTATS DU MODELE C-R à P "NIVEAUX EFFECTIFS".............124

7.3.1. Le plasma homogène et stationnaire..................................125

7.3.2. Le plasma inhomogène et/ou transitoire..............................136

7.3.2.1. Les coefficients globaux C-R d'ionisation et de recombinaison
7.3.2.2. Les coefficeints $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$.

Chap. 8. LES PLASMAS D'ARGON OPTIQUEMENT EPAIS....165

8.1. SOLUTIONS INDEPENDANTES DE LA GEOMETRIE DU PLASMA....165
8.2. IMPORTANCE DE LA GEOMETRIE DU PLASMA. PROCESSUS ITERATIF....168
8.3. RESULTATS DES CALCULS POUR DES PLASMAS OPTIQUEMENT EPAIS....169
8.3.1. Les plasmas homogènes et stationnaires....169
8.3.1.1. Gas A. 8.3.1.2 Cas B. 8.3.1.3. Comparaison des propriétés des plasmas d'argon H-S avec différentes épaisseurs optiques.
8.3.2. Les plasmas inhomogènes et/ou transitoires....184
8.3.2.1. Les coefficients globaux C-R d'ionisation S et de recombinaison α. 8.3.2.2. Les coefficients $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$. 8.3.2.3. Les densités de population des niveaux excités.

Chap. 9. DISCUSSION....205

9.1. LIMITE DE VALIDITE DE NOS CALCULS....205
9.2. COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE ; TRAVAUX THEORIQUES ANTERIEURS....207
9.2.1. Etablissement de l'ETL....208
9.2.2. Comparaison des coefficients de recombinaison....214

Chap. 10. CONCLUSIONS....219

REFERENCES....221

1. INTRODUCTION

L'étude des plasmas hors ETL* a commencé vers 1935 dans le cadre des recherches sur des problèmes d'astrophysique. Ces recherches étaient orientées vers les plasmas d'hydrogène, à cause de leur abondance dans l'univers (nébuleuses gazeuses, chromosphère solaire etc.). L'étude théorique des plasmas d'hélium hors ETL commence un peu plus tard (GOLDBERG 1941). Simultanément les méthodes suivies sont de plus en plus perfectionnées. GIOVANELLI (1949) utilise le premier un modèle constitué à l'aide des équations de l'équilibre statistique, en considérant les processus collisionnels et radiatifs entre les niveaux atomiques. Ce modèle permet le calcul des densités de population des différents niveaux atomiques de l'élément considéré, si on peut déterminer expérimentalement certains paramètres du plasma (densité et température électroniques...). Depuis on a perfectionné ce modèle dit collisionnel-radiatif (C-R). L'utilisation des ordinateurs a facilité l'application de ce modèle aux plasmas de compositions chimiques variées, placés dans différentes conditions physiques (BATES *et al.* 1962, DRAWIN 1964, 1969, DRAWIN et EMARD 1971). Ces auteurs définissent en particulier des coefficients C-R globaux de recombinaison et d'ionisation qui caractérisent l'évolution temporelle du plasma. EMARD (1971) donne un aperçu historique des études entreprises sur les plasmas d'hydrogène et d'hélium avant 1971. De nombreux travaux dans ce domaine sont apparus ultérieurement (DRAWIN et EMARD 1972, 1974, DRAWIN *et al.* 1974, KOHSIEK 1974, ROBERTS 1973). D'autres théories sur la recombinaison ion-électron dans les plasmas ont également été développées. Une étude comparative de quelques uns des modèles correspondants, utilisés avec les mêmes sections efficaces de collisions a été publiée récemment (DRAWIN et EMARD 1975).

Ces dernières années les plasmas d'argon sont l'objet de nombreux travaux théoriques utilisant des modèles plus ou moins perfectionnés. Ceci provient aussi bien de l'intérêt général de l'étude d'un plasma de gaz rare, que d'un effort pour expliquer les phénomènes qui se manifestent dans un grand nombre d'expériences sur les plasmas d'argon. Ainsi, complétant les travaux expérimentaux de KAGAN *et al.* (1963 a,b), SHTYRKOV et SUBBES (1966) et VAGNER *et al.* (1970), GORDIETS *et al.* (1971) ont examiné un plasma de recombinaison d'ArI dans une décharge capillaire stationnaire et la relaxation d'un plasma d'Ar II. L'étude d'un plasma de recombinaison d'Ar I présente un intérêt supplémentaire quand elle permet d'expliquer les lois générales de relaxation dans des atomes complexes et d'examiner ainsi les possibilité d'obtenir des phénomènes laser en présence d'électrons "froids" dans des plasmas moyennement denses. GORDIETS *et al.* (1971) ont examiné séparément les différentes configurations caractérisées par un nombre quantique principal et un nombre

---

* ETL : Equilibre Thermodynamique Local.

quantique orbital, sans considérer cependant le cas de structure fine ni la séparation entre les niveaux correspondant aux valeurs possibles $j_c' = 1/2$, $j_c = 3/2$ du moment angulaire du noyau électronique*).

ROSE et DUGAN (1971) ont utilisé un modèle élémentaire à deux, trois ou cinq niveaux effectifs, obtenus en faisant une moyenne - pondérée par les poids statistiques - de certains niveaux réels de l'atome d'argon. Ils comparent les résultats de ce modèle avec ceux d'un modèle à 26 niveaux effectifs établi pour étudier un plasma de césium. Ces auteurs ont examiné des plasmas d'argon non réabsorbants (optiquement minces), mais aussi ceux qui réabsorbent tout ou partie des radiations (optiquement épais).

LEONARD (1972) a effectué des mesures spectroscopiques dans un plasma d'argon à la pression atmosphérique. Utilisant un modèle C-R élaboré par Mc WHIRTER et HEARN (1963) pour le traitement d'un plasma d'hydrogène, il a pu mettre en évidence des écarts à l'ETL dans le plasma considéré.

POLYANSKII *et al.* (1973a,b) ont d'autre part utilisé un modèle à trois niveaux liés pour étudier la cinétique d'un plasma d'argon en relaxation.

Dans leur modèle C-R, GIANNARIS et INCROPERA (1972a,b) ont tenu compte de 22 niveaux liés ; le plus élevé en énergie dit "pseudo-continu" inclut le fond continu des électrons. Ils ont ainsi pu étudier un plasma d'argon de géométrie cylindrique en le supposant d'abord optiquement mince, ensuite optiquement épais.

Enfin KIMURA *et al.* (1973) ont réalisé une étude théorique d'un plasma d'argon faiblement ionisé et ont comparé leurs résultats avec ceux des travaux de CHEN (1969). Ce dernier a effectué des mesures expérimentales sur des plasmas de gaz rares et mis au point un modèle simplifié pour calculer les coefficients C-R de recombinaison de ces plasmas.

D'autre part il nous parait important de noter une grande série de travaux expérimentaux et théoriques concernant l'établissement de l'ETL dans les plasmas d'argon : SCHOLTZ et ANDERSON (1968), BOBER et TANKIN (1970), BOURASSEAU *et al.* (1970), GRUZDEVA *et al.* (1974) ; ces travaux aboutissent souvent à des résultats contradictoires.

---

*) Nous appelons noyau électronique le "coeur" ionique, constitué par le noyau et le reste des électrons de l'atome quand on retire l'électron actif.

Nous avons donc entrepris une étude théorique plus détaillée des plasmas d'argon hors ETL, appuyée sur les éléments suivants :

——— A. L'existence d'un modèle C-R perfectionné, éprouvé dans le cas des plasmas d'hydrogène et d'hélium hors ETL (DRAWIN et EMARD 1970).

——— B. Le calcul minutieux des probabilités de transition et des forces d'oscillateur pour certains niveaux énergétiques d'Ar I (DRAWIN et KATSONIS 1976) Ceci a constitué un travail préliminaire indispensable pour l'application du modèle C-R à des plasmas d'argon.

——— C. La détermination d'un "modèle idéalisé" de l'atome d'argon qui consiste en un ensemble de "niveaux" énergétiques dit "effectifs," se rapprochant étroitement des niveaux énergétiques réels de cet atome. Ces "niveaux effectifs" ont été séparés en deux groupes, chacun relatif à l'une des deux limites d'ionisation (configuration $^2P^\circ_{1/2}$, $^2P^\circ_{3/2}$) d'Ar I. De cette façon on a pu, dans plusieurs cas, tenir compte de la structure fine de l'atome.

——— D. La considération d'un nombre suffisamment grand de niveaux énergétiques. On a utilisé jusqu'à 125 "niveaux effectifs", correspondant à un nombre quantique principal maximum n=50.

——— E. Le calcul d'un grand nombre de coefficients de collision et de radiation pour combler l'insuffisance de la littérature existante.

——— F. Le calcul des coefficients d'échappement permettant de contourner les difficultés que la résolution directe de l'équation du transfert radiatif présente. Un processus itératif donne ensuite la variation de ces coefficients en fonction de la géométrie du plasma.

Ces points essentiels nous ont permis de mettre en évidence les propriétés intrinsèques des plasmas d'argon hors ETL. La construction du modèle atomique est telle qu'il peut être généralisé pour étudier le cas des plasmas d'argon fortement ionisés. Ceci implique l'inclusion des niveaux énergétiques relatifs aux ions Ar II, Ar III ... (NUBBEMEYER 1974). On pourrait aussi tenir compte d'autres processus qui ne sont pas examinés ici, notamment les collisions entre atomes neutres et la formation d'ions moléculaires (POLYANSKII *et al.* 1973b)

Après la description des propriétés générales du modèle C-R, nous donnons un aperçu de la structure de l'atome d'argon et du modèle atomique idéalisé. Nous abordons ensuite le problème du calcul des différents paramètres atomiques (poids statistiques, probabilités de transition, forces d'oscillateur) nécessaires à l'application numérique du modèle C-R. Nous ne nous sommes pas étendus davantage sur cette partie de nos travaux car elle constitue le sujet d'une publication (DRAWIN et KATSONIS 1976). Nous décrivons ensuite en détail, pour l'argon, le

calcul des sections efficaces et des coefficients de réaction pour les processus radiatifs et collisionnels. La connaissance des valeurs des différents coefficients de taux permet l'évaluation de l'importance des phénomènes considérés.

Nous donnons ensuite les résultats de l'exploitation numérique du modèle C-R, en ce qui concerne les plasmas optiquement minces, sous la forme de courbes montrant :

——— A. La relation entre température électronique T , densité électronique n_e et densité des atomes neutres non excités n_1. Cette relation joue ici le rôle que la formule de SAHA joue dans le cas des plasmas en équilibre thermodynamique local.

——— B. La variation des décréments de SAHA pour le niveau fondamental, b_1^{HS}, et électronique, b_e^{HS}, en fonction de la température électronique, T et de la densité électronique n_e ou de la densité des atomes neutres n_1.

——— C. Le quotient d'ionisation défini par n_e/n_1 à partir duquel on peut estimer le degré d'ionisation $\rho = n_e/(n_e + n_o)$, n_o étant la somme de toutes les densités des particules neutres.

——— D. Les coefficients globaux C-R d'ionisation S et de recombinaison α , en fonction de la densité électronique n_e pour plusieurs températures et plusieurs cas de réabsorption.

——— E. Les coefficients $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$ à partir desquels on peut calculer les densités de population des différents niveaux atomiques et examiner l'écart à l'équilibre d'un plasma inhomogène et/ou transitoire. Les valeurs de ces coefficients sont données pour plusieurs températures électroniques et au moins pour les 50 premiers "niveaux effectifs" du modèle idéalisé ($N \geq 50$, correspondant à un nombre quantique principal $n > 12$).

En ce qui concerne les plasmas optiquement épais nous donnons d'abord la méthode suivie pour le calcul des coefficients d'échappement et ensuite les résultats obtenus pour des plasmas d'argon dont la réabsorption du rayonnement est indépendante de la géométrie.

En conclusion nous discutons les résultats obtenus pour les différents cas en les comparant avec d'autres travaux théoriques ou expérimentaux sur les plasmas d'argon ou d'autres gaz hors ETL.

La présentation graphique choisie pour tous les résultats abrège considérablement notre exposé et donne une vue d'ensemble facilement abordable. Les tables des valeurs numériques correspondant aux courbes données sont également disponibles.

2. CONSTITUTION DU MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF.

Les paramètres d'état d'un plasma (densité et température des électrons, des ions, des particules neutres,...) peuvent dans certains cas particuliers être déterminés à l'aide de relations et de formules simples. C'est le cas du plasma en équilibre qui est régi par la relation de BOLTZMANN et l'équation de SAHA ; c'est aussi le cas des plasmas de type "coronal" ou des plasmas en régime collisionnel.

Cependant, la plupart des plasmas du laboratoire ne se situent dans aucune de ces catégories ; leur évolution est décrite par l'équation collisionnelle de BOLTZMANN (BOLTZMANNsche Stossgleichung), valable en général pour tous les constituants du plasma, les photons inclus. L'ensemble de ces équations, contenant de façon aussi précise que possible le maximum de processus entrant en jeu, constitue le modèle dit collisionnel-radiatif (C-R) ou statistique, qui est applicable à n'importe quel élément chimique.

Diverses simplifications du modèle C-R sont possibles, suivant les applications envisagées. Dans notre étude nous avons obtenu à partir de ce modèle :

——— A. L'une des valeurs T_e, n_e, n_1 (température et densité électroniques, densité des atomes neutres non excités, respectivement) si les deux autres sont données et à condition que le problème du transfert radiatif soit résolu (voir § 2.2. B).

——— B. L'écart à l'équilibre thermodynamique local (ETL).

——— C. Les densités de population des niveaux excités du plasma. Celles-ci sont différentes de celles obtenues par la relation de BOLTZMANN correspondante , sauf s'il s'agit de niveaux en "ETL partiel".

——— D. Quand le plasma n'est pas homogène et stationnaire, son évolution dans l'espace et dans le temps.

Dans ce chapitre nous établissons d'abord les équations macroscopiques qui sont à l'origine du modèle C-R et qui déterminent les paramètres d'état d'un plasma. Après la description de certaines simplifications nécessaires, nous donnons une récapitulation des processus considérés dont les taux interviennent dans la f formation des équations du modèle C-R. Ensuite nous analysons les solutions formelles de ce modèle et les paramètres utilisés pour décrire l'état du plasma.

2.1. LES EQUATIONS DE BASE.

2.1.1. LE SYSTEME DES EQUATIONS DE BOLTZMANN COUPLEES.

Ecrivons l'équation collisionnelle de BOLTZMANN sous la forme :

$$\mathscr{D} f_i(\bar{r},\bar{v}_i,t) \equiv (\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}_i.\bar{\nabla} + \bar{a}_i.\ \bar{\nabla}_{v_i})f_i(\bar{r},\bar{v}_i,t) = (\frac{\partial f_i}{\partial t})_{coll.} \qquad (1)$$

L' "opérateur d'écoulement" $\mathscr{D}$ s'applique à une fonction de distribution $f_i\ (\bar{r},\bar{v}_i,t)$, valable pour l'ensemble des particules de l'espèce i, définie de telle façon que $f_i(\bar{r},\bar{v}_i,t)d^3rd^3v_i$ soit le nombre probable moyen de particules du type i dans l'élément $d^3r \equiv dxdydz$ centré à $\bar{r}$ avec vitesses variant de $d^3v_i \equiv dv_{ix}dv_{iy}dv_{iz}$ autour de la vitesse $\bar{v}_i$ des particules du type i. $\bar{v}_i$ est la vitesse des particules du type i et $\bar{a}_i$ leur acceleration. L'indice "coll." se refère aux interactions entre particules matérielles. Avec les équations du type (1) valables pour toutes les particules on peut constituer un ensemble de Δ équations couplées au moyen de leurs seconds membres. Δ est le nombre total de constituants matériels du plasma.

Bien que les conditions de validité de l'Eq. (1) soient encore l'objet d'une vaste investigation (UHLENBECK 1973), nous n'en donnons que l'aperçu suivant :

——— A. La plupart des collisions sont binaires, les autres types de collisions étant exceptionnelles.

——— B. La dynamique d'une collision binaire est indépendante du système de forces dans lequel sont plongées les deux particules qui interagissent.

——— C. Les particules sont distribuées d'une façon statistique. Ceci constitue l'hypothèse du "chaos moléculaire" ou "Stosszahlansatz".

Pour tenir compte de la radiation il nous faut une équation de BOLTZMANN supplémentaire, relative aux photons. Celle-ci s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\nu(\bar{S}_o) + \frac{c}{n_\nu} S_o.\nabla f_\nu(\bar{S}_o) = (\frac{\partial f_\nu}{\partial t})_{coll.-rad.} \qquad (2)$$

On a défini $\bar{v}_\nu \equiv \bar{S}_o c/n_\nu$ avec la fréquence caractéristique ν de chaque photon comme indice, $\bar{S}_o$ le vecteur unité suivant la direction de sa vitesse et n_ν l'indice de réfraction du milieu à la fréquence ν. Dans l'Eq. (2) le rôle des forces extérieures est minime; nous n'avons pas inclus le terme correspondant. L'indice "rad' du second membre se refère aux processus radiatifs qui dominent ce terme. L'influence de la radiation sur les particules matérielles se traduit par la modification des seconds membres des équations du type (1). On écrit alors cet ensemble d'équations :

$$\mathscr{D} f_i(\bar{r},\bar{v}_i,t) = (\frac{\partial f_i}{\partial t})_{coll.-rad.} \quad (\Delta \text{ valeurs de i au total}) \qquad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\nu(\bar{S}_o) + \frac{c}{n_\nu} \bar{S}_o.\ \bar{\nabla} f_\nu(\bar{S}_o) = (\frac{\partial f_\nu}{\partial t})_{coll.-rad.} \qquad (4)$$

Le système (3), (4) constitue un ensemble d'équations intégrodifférentielles. Sa résolution nécessite la définition des conditions aux limites et des valeurs initiales. Comme on a regroupé tous les particules similaires à l'aide d'une seule fonction de distribution pour chaque espèce de particules [en fait au lieu de la densité de probabilité d'un élément de phase on utilise la fonction de distribution des vitesses pour chaque constituant, voir DELCROIX (1963, § 6.2)] le nombre des équations nécessaires pour la description du système est considérablement réduit. Cette réduction du nombre d'équations donne un sens à la solution du système (3), (4) (CLEMMOW et DOUGHERTY 1969 § 7.2.). Elle permettrait le calcul des fonctions de distribution qui sont des quantités microscopiques. L'intégration sur les fonctions de distribution devrait suivre, puisque ce qui nous intéresse ce sont les quantités macroscopiques décrivant les propriétés globales du plasma. Cependant, la solution exacte du système intégrodifférentiel (3), (4) avec valeurs initiales et conditions aux limites générales n'est pas possible. C'est seulement quand les effets de radiation sont négligés qu'on peut utiliser un développement limité de la fonction de distribution près de sa valeur d'équilibre, pour obtenir une solution approximative du système réduit (3) avec seconds membres simplifiés. C'est le processus utilisé par la méthode CHAPMAN-ENSKOG (LIBOFF 1969).

Dans ce travail nous nous intéressons à des plasmas dans lesquels la radiation et la constitution atomique jouent un rôle important. On ne peut pas décrire correctement l'interaction rayonnement-matière en découplant les Eqs. (3) et (4) et en simplifiant les seconds membres des Eqs. (3). On doit donc réduire énergiquement le nombre d'informations contenues dans le système (3), (4) pour obtenir des relations macroscopiques dans lesquelles les particularités microscopiques du système différentiel échappent au profit d'une description valable pour plusieurs géométries et paramètres du plasma. Pour ce faire, nous allons recourir à la méthode habituelle des moments (CHANDRASEKHAR 1969, SPITZER 1962).

2.1.2. LES MOMENTS DES EQUATIONS DE BOLTZMANN (RELATIONS MACROSCOPIQUES)

Pour former les moments des Eqs. (3) relatifs à une quantité ψ_i, on doit multiplier les deux membres de chaque équation par ψ_i et intégrer dans l'espace de vitesses correspondant. ψ_i est indépendant du temps mais peut être ou non fonction de la vitesse $\bar{v}_i$; il est p.ex. d'ordre zéro, un, ou deux, par rapport à celle-ci ($\psi_i = 1, \psi_i = m_i \bar{v}_i$, $\psi_i = \frac{1}{2} m_i \bar{v}_i^2$). Les arguments $\bar{v}_i$, $\bar{r}, t$, étant supprimés pour simplifier l'écriture on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i \frac{\partial}{\partial t} f_i d^3 v_i + \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i (\bar{v}_i . \bar{\nabla}) f_i d^3 v_i + \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i (\bar{a}_i . \bar{\nabla}_{v_i}) f_i d^3 v_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{coll.-rad.} d^3 v_i \tag{5}$$

Puisque $\partial\psi_i/\partial t = 0$ on a la relation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i \frac{\partial}{\partial t} f_i d^3 v_i = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i f_i d^3 v_i = \frac{\partial}{\partial t} (n_i \langle\psi_i\rangle) \tag{6}$$

avec les définitions

<u>Valeur moyenne de i (moment de i)</u> :

$$\langle\psi_i\rangle \equiv \frac{1}{n_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i f_i d^3 v_i \tag{7}$$

<u>Densité numérique (simple) des particules du type i</u> :

$$n_i = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i d^3 v_i \tag{8}$$

On a aussi $\bar{\nabla}\psi_i = 0$, d'où il vient :

$$\int_{\infty}^{\infty} \psi_i (\bar{v}_i . \bar{\nabla}) f_i d^3 v_i = \bar{\nabla}.(n_i \langle\psi_i \bar{v}_i\rangle)$$

En supposant que l'accélération suivant une direction donnée est indépendante de la vitesse dans la même direction ($\bar{\nabla}_{v_i} \bar{a}_i = 0$), comme c'est le cas des forces de LORENTZ, et que, quand $\bar{v}_i$ tend vers l'infini, $|f_i \bar{a}_i \psi_i| \to 0$ assez vite pour que l'intégrale sur la "sphère à l'infini" dans l'espace de vitesses soit nulle on trouve :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i (\bar{a}_i . \bar{\nabla}_{v_i}) f_i d^3 v_i = -n_i \langle\bar{\nabla}_{v_i} . (\bar{a}_i \psi_i)\rangle$$

et l'Eq. (5) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i \langle\psi_i\rangle) + \nabla.(n_i \langle\psi_i \bar{v}_i\rangle) - n_i \langle\bar{\nabla}_{v_i} . (\bar{a}_i \psi_i)\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{coll.-rad.} d^3 v_i \tag{9}$$

Remplaçant dans l'Eq. (9) les expressions analytiques de $\psi_i = \psi_i(v_i)$ on obtient les équations pour les moments de différents ordres en $\bar{v}_i$ (SESHANDRI 1973 , chap. 1). Utilisons p. ex. l'Eq. (9) avec $\psi_i = 1$ (moment d'ordre zéro). On obtient l'équation qui décrit le transfert des particules d'espèce i :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_i \langle\bar{v}_i\rangle) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right)_{coll.-rad.} d^3 v_i = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{coll.-rad.} \tag{10}$$

En sommant sur des équations semblables valables pour toutes les particules, on trouve pour l'ensemble des particules :

$$\frac{\partial n_\tau}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_\tau \bar{u}_o) = 0 \tag{11}$$

ou, quand une multiplication par la masse correspondante m_i précède la sommation des Eqs. (10),

$$\frac{\partial \rho_\tau}{\partial t} + \bar{\nabla}.(\rho_\tau \bar{u}) = 0.$$

n_τ et ρ_τ sont les densités moyennes numérique et massique totales et $\bar{u}_o$, $\bar{u}$ les vitesses moyennes correspondantes. L'Eq. (10) est l'équation de continuité pour l'espèce i des particules. Les Eqs. (11) et (12) exprimant que le nombre total des particules et la masse totale du plasma ne varient pas, sont les équations de continuité pour le nombre total des particules et la masse totale du plasma. Leur applicabilité dépend du cas physique étudié. Considérons p. ex. un plasma constitué par des atomes neutres et ionisés et des électrons. Quand l'équation de BOLTZMANN valable pour les électrons est comprise dans le système (3), il est apparent que les collisions peuvent changer le nombre total des particules, qui inclut maintenant le nombre des électrons. Pour éviter le changement du nombre total de particules, dans le cas où il y a création de nouvelles particules (p. ex. création d'un électron pendant l'ionisation d'un atome) on peut considérer que la valeur correspondante de l'indice i dans l'eq. (10) se réfère à une "paire de particules" (paire ion-électron) et obtenir des Eqs. (11) et (12) généralisées.

En posant $\psi_i = m_i v_i$ on obtient à partir de l'Eq. (9) les équations de transfert pour la quantité de mouvement moyenne $<n_i m_i \bar{v}_i>$, etc.

Le système formé par les moments successifs suivant l'Eq. (7) ne constitue pas un système complet d'équations, dont la solution permettrait la définition des quantités macroscopiques caractéristiques du plasma. On peut augmenter le nombre des équations disponibles au prix de l'introduction de nouvelles quantités, ayant une signification physique de plus en plus marginale, définies à l'aide des fonctions de distribution des constituants du plasma. Ainsi le système reste toujours indéterminé. On peut pourtant s'en servir en fixant arbitrairement le nombre des moments considérés et en le fermant à l'aide d'approximations physiquement justifiées conduisant à de conditions supplémentaires. C'est le choix judicieux de ces approximations qui détermine la valeur du procédé pour la résolution de problèmes physiques concrets.

Restreignons-nous aux moments de trois premiers ordres (zéro, un et deux) dont la signification physique est évidente (pour chaque particule:équation de continuité, de conservation de l'impulsion et de l'énergie). La forme analytique des seconds membres dépend des processus considérés comme essentiels, dont on tient compte à l'aide des coefficients de réaction appropriés. Suivant un shéma général on considère les processus suivants :

$$\sum \begin{matrix} \text{PROCESSUS ELASTIQUES} \\ \text{AUGMENTANT LA} \\ \text{DENSITE DES PARTICULES i} \end{matrix} \; - \; \sum \begin{matrix} \text{PROCESSUS ELASTIQUES} \\ \text{DIMINUANT LA} \\ \text{DENSITE DES PARTICULES i} \end{matrix}$$

$$+\sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{AUGMENTANT LA}\\ \text{DENSITE DES PARTICULES i}\end{array} - \sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{DIMINUANT LA}\\ \text{DENSITE DES PARTICULES i}\end{array} \qquad (13)$$

$$\sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS ELASTIQUES}\\ \text{AUGMENTANT L'}\\ \text{IMPULSION DES PARTICULES i}\end{array} - \sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS ELASTIQUES}\\ \text{DIMINUANT L'}\\ \text{IMPULSION DES PARTICULES i}\end{array}$$

$$+\sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{AUGMENTANT L'}\\ \text{IMPULSION DES PARTICULES i}\end{array} - \sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{DIMINUANT L'}\\ \text{IMPULSION DES PARTICULES i}\end{array} \qquad (14)$$

$$\sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS ELASTIQUES}\\ \text{AUGMENTANT L'}\\ \text{ENERGIE DES PARTICULES i}\end{array} - \sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS ELASTIQUES}\\ \text{DIMINUANT L'}\\ \text{ENERGIE DES PARTICULES i}\end{array}$$

$$+\sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{AUGMENTANT L'}\\ \text{ENERGIE DES PARTICULES i}\end{array} - \sum \begin{array}{c}\text{PROCESSUS NON ELASTIQUES}\\ \text{DIMINUANT L'}\\ \text{ENERGIE DES PARTICULES i}\end{array} \qquad (15)$$

Les sommations dans (13), (14), (15) portent sur toutes les espèces de particules matérielles et les photons. Par "processus non élastiques" nous entendons les collisions inélastiques et superélastiques suivies d'une augmentation ou diminution de l'énergie interne des particules. Evidemment, le résultat de tels processus peut être le changement direct du nombre des particules d'une espèce i, tandis que l'influence des processus élastiques sur les populations n'est qu'indirecte. Les coefficients de réaction interviennent de telle façon que les quantités en jeux soient la variation des densités des particules par unité de temps pour (13) la variation des impulsions par unité de temps pour (14) et la variation de l'énergie par unité de temps pour (15). On donne le nom commun taux à ces quantités.

2.1.3. L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF

Suivant la définition des fonctions de distribution, $f_\nu(\bar{r},\bar{v}_\nu,t)\, d^3r d^3v_\nu$ est le nombre de photons ayant des vitesses comprises entre $\bar{v}_\nu = \bar{S}_o c/n_\nu$ et $\bar{v} + d\bar{v}_\nu$ dans l'élément de volume d^3r situé à $\bar{r}$. Elle est reliée à l'intensité spécifique du rayonnement dans la direction $\bar{S}_o$, $I_\nu(\bar{S}_o)$, par :

$$I_\nu(\bar{S}_o)\, d\nu d\Omega \equiv 2ch\nu f_\nu d\nu d\Omega$$

avec $d\Omega$ l'angle solide d'émission dans la direction $\bar{S}_o$.

Nous avons choisi une normalisation tenant compte des deux états de polarisation des ondes (voir DELCROIX 1971, ch. 25). En multipliant les deux membres de l'Eq. (2) par $2h\nu n_\nu$ on trouve à l'aide de l'Eq. (16) :

$$\frac{n_\nu}{c}\frac{\partial}{\partial t} I_\nu + \bar{S}_o.\bar{\nabla}\, I_\nu = \frac{n_\nu}{c}\, 2h\nu c \left(\frac{\partial f_\nu}{\partial t}\right)_{coll.-rad.} \tag{17}$$

En posant approximativement $n_\nu \simeq 1$ pour un plasma et en négligeant la diffusion radiative, l'Eq. (17) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} I_\nu + \bar{S}_o.\bar{\nabla}\, I_\nu = 2h\nu c\kappa'_\nu \; [f_\nu^{(o)}(T_{ij}) - f_\nu(\bar{S}_o)]$$

Dans cette équation T_{ij} est la température "effective" (SAMPSON 1965, ch. 2) correspondant à deux états énergétiques i,j, définie par :

$$g_i n_j/(g_j n_i) = \exp\,[\,-(E_j^x - E_i^x)/kT_{ij}\,] = \exp(-h\nu/kT_{ij}) \tag{19}$$

avec E_i^x, E_j^x les énergies d'excitation et g_i, g_j les poids statistiques des configurations i,j. $f_\nu^{(o)}(T_{ij})$ est la distribution photonique correspondant à l'équilibre thermodynamique à une température T_{ij}, c.à.d.

$$f_\nu^{(o)}(T_{ij}) = \frac{2\nu^2}{c^3}\,[\exp(h\nu/kT_{ij}) - 1\,]^{-1} \tag{20}$$

et κ'_ν est le coefficient d'absorption effectif, égal à (SAMPSON 1965, loc. cit.) :

$$\kappa'_\nu = \sum_i \{n_i\sigma_{ij}(\nu)\,[1 - \exp(-h\nu/kT_{ij})] = \sum_i [n_i\sigma_{ij}(\nu)\,\frac{c^3}{2\nu^2}\, f_\nu^{(o)}(T_{ij})] \tag{21}$$

Dans l'Eq. (21) apparait la section efficace d'émission $\sigma_{ij}(\nu)$. Le processus physique n'impliquant pas de collisions, il s'agit là d'une généralisation formelle. On peut écrire l'Eq. (18) sous la forme :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} I_\nu + \bar{S}_o.\nabla I_\nu = \kappa'_\nu\,[B_\nu - I_\nu] \tag{22}$$

On a posé dans cette équation

$$B_\nu(T_{ij}) = h\nu c\;\; f_\nu^{(o)}(T_{ij}) \tag{23}$$

On peut introduire dans l'Eq. (22) le coefficient d'émission ε_ν, relié au coefficient d'absorption par la loi de KIRCHHOFF :

$$\varepsilon_\nu = \kappa'_\nu\, B_\nu \tag{24}$$

On obtient alors l'équation du transfert radiatif sous la forme :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} I_\nu + \bar{S}_o.\bar{\nabla}\, I_\nu = \varepsilon_\nu - \kappa'_\nu\; I_\nu \;. \tag{25}$$

2.2. SIMPLIFICATION DES EQUATIONS DE BASE

Considérons l'ensemble des équations intégrodifférentielles provenant des moments d'ordre zéro, un et deux, avec leurs seconds membres exprimés suivant (13), (14), et (15), plus l'Eq. (25) appliquée à chaque fréquence ν dont se compose le rayonnement. Une résolution (numérique) de ce système nécessite, outre les approximations intervenant éventuellement aux premiers membres, des approximations importantes aux seconds membres; chaque solution dépend d'ailleurs des valeurs initiales et des conditions aux limites qui sont fonction de la géométrie du système. Les types de processus atomiques qui ont lieu dans le plasma restant les mêmes indépendamment des conditions aux limites, on peut au contraire chercher des solutions du système de base valables quelque soit la géométrie. Pour ce faire on doit :

—— A. Découpler les trois moments, ce qui suppose une influence relativement faible du transport de l'impulsion et de l'énergie sur le transport de la matière. Le modèle C-R dans l'approximation d'ordre zéro se compose donc des équations suivantes :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_i\langle\bar{v}_i\rangle) = \frac{\partial}{\partial t}(n_i)_{coll.-rad.} =$$

$$\sum_{j\neq i} \begin{array}{l}\text{TAUX DES PROCESSUS}\\ \text{NON ELASTIQUES QUI}\\ \text{AUGMENTENT LA DENSITE } n_i\end{array} - \sum_{j\neq i} \begin{array}{l}\text{TAUX DES PROCESSUS}\\ \text{NON ELASTIQUES QUI}\\ \text{DIMINUENT LA DENSITE } n_i\end{array} \qquad (26)$$

obtenues à partir de (10) et (13).

—— B. Simplifier l'équation de transfert radiatif qui s'applique à l'ensemble des transitions radiatives du plasma, de façon à obtenir des résultats globaux de l'interaction rayonnement-matière. Plus le plasma est réabsorbant (optiquement épais), plus les taux de recombinaison radiative et de désexcitation spontanée décroissent par rapport aux valeurs du plasma optiquement mince. On introduit donc des coefficients d'échappement Λ_i et Λ_{ij} compris entre 0 et 1, qui rendent compte de la décroissance de ces "taux de réaction". Lorsque l'absorbption devient nulle, le transfert radiatif n'a aucune influence sur la matière, on dit que le plasma est "optiquement mince"; les coefficients Λ_i, Λ_{ij} sont alors égaux à 1.

Il est important d'évaluer aussi précisément que possible les seconds membres des Eqs. (26) qui traduisent l'influence des radiations et des propriétés atomiques du plasma et assurent le couplage entre ses différents constituants (voir Eq. (27)). Par contre on peut éventuellement simplifier les premiers membres, en omettant p. ex. les seconds termes $\bar{\nabla}.(n_i\langle\bar{v}_i\rangle)$ dans le cas des plasmas homogènes ou, le cas échéant, utilisant une solution approximative du système

En découplant les moments d'ordre un et deux, on néglige les effets dûs à la viscosité, au chauffage ohmique et la conductivité thermique. Pourtant on tient compte d'eux implicitement avec un choix convenable des paramètres apparaissant aux seconds membres du système (26).

Utilisant le deuxième indice j avec le même spectre de valeurs que i, on peut écrire les seconds membres des Eqs. (26) explicitement en fonction des densités n_j :

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{coll.-rad.}} = \sum_j c_{ij} n_j + \delta_i \qquad (27)$$

La présence des coefficients d'échappement Λ_i, Λ_{ij} est indispensable dans les paramètres δ_i et c_{ij} pour tenir compte de la radiation. Les seconds membres des Eqs. (27) montrent le couplage de chaque espèce i avec toutes les autres espèces $j \neq i$. Par l'intermédiaire des termes $(\partial n_i/\partial t)_{\text{coll.-rad.}}$ les équations différentielles (27) constituent un système d'équations couplées qui ensemble déterminent les densités n_i en présence d'un champs de rayonnement. Les coefficients c_{ij} et les termes δ_i sont des fonctions des "coefficients de réaction" qui évaluent numériquement l'influence des différents processus dont nous tenons compte. L'aperçu des réactions considérées que nous donnons dans la suite permet d'écrire explicitement les Eqs. (27).

2.3. LES PROCESSUS ELEMENTAIRES CONSIDERES

Nous énumérons, ci-dessous, les processus élémentaires considérés dans cette étude sur les plasmas d'ArI en dehors de l'ETL. Cette présentation qualitative permet la formulation explicite des systèmes d'équations à résoudre. On trouvera dans les Chaps. 4, 5 et 6 le détail du calcul correspondant.

Dans la suite nous nous restreignons aux plasmas dont les constituants matériels (atomes neutres, excités ou non, ions, électrons) proviennent d'une seule espèce d'atomes A. Par conséquence i et j désignent deux configurations quelconques de l'atome neutre A (la valeur i=f correspond au niveau fondamental). De même γ désigne une configuration quelconque de l'atome une fois ionisé A^+, la densité totale de ces ions étant n_+. D'une manière générale les coefficients portant deux indices sont relatifs à une transition vers la configuration désignée par le premier indice à partir de celle que désigne le deuxième.

Nous considérons les processus suivants (Table 1) :

——— A. Ionisation des atomes neutres par chocs électroniques et le processus inverse, la recombinaison à trois corps :

$$A(i) + e^- \underset{Q_{i\gamma}}{\overset{S_{\gamma i}}{\rightleftarrows}} A^+(\gamma) + e^- + e^- \quad ; \qquad (28)$$

$S_{\gamma i}$ et $Q_{i\gamma}$ sont les coefficients de réaction correspondants et les taux sont :

I. Taux d'ionisation à partir du niveau (✱) i vers le niveau γ : $n_i n_e S_{\gamma i}$ $(E^x_\gamma > E^x_i)$ avec E^x_i, E^x_γ les énergies d'excitation des niveaux i,γ.

II. Taux de recombinaison à trois corps dans le niveau i à partir du niveau γ: $n_\gamma n_e^2 Q_{i\gamma}$ $(E^x_\gamma > E^x_i)$ avec n_γ la densité des ions dans le niveau γ. Dans le calcul explicite nous poserons $n_+ = n_e$.

—— B. Photoionisation, recombinaison radiative (photorecombinaison) et photorecombinaison stimulée :

$$\left.\begin{array}{l} A(i) + h\nu \underset{R_{i\gamma}}{\overset{P_{\gamma i}}{\rightleftarrows}} A^+(\gamma) + e^- \\[2em] \qquad + 2h\nu \underset{R^{ST}_{i\gamma}}{\longleftarrow} A^+(\gamma) + e^- + h\nu \end{array}\right\} \qquad (29)$$

$P_{\gamma i}$, $R_{i\gamma}$ et $R^{ST}_{i\gamma}$ sont les coefficients de réaction correspondants et les taux :

I. Taux de photoionisation à partir du niveau i vers le niveau γ moins taux de photorecombinaison stimulée dans le niveau i à partir du niveau γ:

$P_{\gamma i} n_i - n_i R^{ST}_{i\gamma} n_\gamma$ $(E^x_\gamma > E^x_i)$. Le deuxième de ces taux peut être négligé devant le premier.

II. Taux de photorecombinaison dans le niveau i à partir du niveau γ : $n_e R_{i\gamma} n_\gamma$ $(E^x_\gamma > E^x_i)$. (Dans le calcul explicite nous incluons l'effet stimulé dans le coefficient d'échappement Λ_i).

—— C. Excitation et désexcitation collisionnelle :

$$A(i) + e^- \underset{F_{ij}}{\overset{C_{ij}}{\rightleftarrows}} A(j) + e^- . \qquad (30)$$

Les transitions permises et interdites à cause du spin ou de la multiplicité (coefficients $\langle\sigma_{ij} v\rangle$, $\langle\sigma^S_{ij} v\rangle$, $\langle\sigma^P_{ij} v\rangle$ respectivement), ont des propriétés physiques différentes et on doit les examiner séparément (voir Chap. 6). On a les taux suivants :

I. Taux d'excitation collisionnelle du niveau j à partir du niveau i :

$$n_e C_{ij} n_i \quad (E^x_j > E^x_i)$$

(✱) On utilise habituellement le mot niveau même quand il s'agit d'une configuration composée par plusieurs niveaux ou même plusieurs termes.

II. Taux de désexcitation collisionnelle du niveau j vers le niveau i : $n_e F_{ij} n_j \quad (E_j^x > E_i^x)$.

D. Excitation radiative du niveau j à partir du niveau i. Les processus inverses sont la désexcitation spontanée et induite du niveau j vers le niveau i :

$$A(i) + h\nu_{ij} \underset{A_{ij}}{\overset{B_{ji}}{\rightleftarrows}} A(j)$$

$$+ 2h\nu_{ij} \xleftarrow[B_{ij}]{} A(j) + h\nu_{ij} \tag{31}$$

Les taux de ces réactions s'expriment à l'aide des coefficients d'EINSTEIN (A_{ij} pour la désexcitation spontanée, B_{ij} pour la désexcitation stimulée, B_{ji} pour l'excitation radiative). Avec $I_{ij}(\Omega)$ l'intensité radiative on a :

I. Taux d'excitation radiative du niveau j à partir du niveau i moins le taux de désexcitation induite du niveau j vers le niveau i (MILNE 1930 § 61) :

$$B_{ji} n_i \frac{1}{4\pi} \int_\Omega I_{ij}(\Omega)\, d\Omega - B_{ij} n_j \frac{1}{4\pi} \int_\Omega I_{ij}(\Omega)\, d\Omega\ , \quad E_j^x > E_i^x \tag{32}$$

II. Taux de désexcitation spontanée du niveau j vers le niveau i :

$$A_{ij} n_j \quad (E_j^x > E_i^x).$$

TABLE 1 : Taux des processus élémentaires considérés dans notre modèle.

PRINCIPALES REACTIONS	TAUX DES PROCESSUS	
	Dépeuplant le niveau i	Peuplant le niveau i
Ionisation collisionnelle, $(E_\gamma^x > E_i^x)$ Recombinaison à trois corps	$n_e S_{\gamma i} n_i$	$n_e^2 Q_{i\gamma} n_\gamma$
Photoïonisation, $(E_\gamma^x > E_i^x)$ Recombinaison radiative et Photorecombinaison stimulée	$P_{\gamma i} n_i$	$n_e R_{i\gamma} n_\gamma$ $n_e R^{ST}_{i\gamma} n_\gamma$
Excitation collisionnelle $(E_j^x > E_i^x)$ Désexcitation collisionnelle	$n_e C_{ji} n_i$	$n_e F_{ij} n_j$
Excitation radiative $(E_j^x > E_i^x)$ Désexcitation spontanée et Désexcitation stimulée	$B_{ji} n_i \frac{1}{4\pi} \int I_{ij}(\Omega)\, d\Omega$	$A_{ij} n_j$ $- B_{ij} n_j \frac{1}{4\pi} \int I_{ij}(\Omega)\, d\Omega$

2.4. FORME DEFINITIVE DES EQUATIONS STATISTIQUES

Suivant les Eqs. (27) la forme définitive du système (26) est donnée par :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla.(n_i\langle\bar{v}_i\rangle) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{coll-rad.} = \sum_j c_{ij}n_j + \delta_i, \quad \forall_i \qquad (33)$$

On appelle souvent le système (33) "système d'équations statistiques". D'après la restriction du § 2.3. sur les valeurs de i,j, nous devons ajouter en général au système (33) une équation pour la densité électronique n_e et d'autres correspondant aux niveaux ioniques. Leur écriture explicite n'est pas indispensable, ces équations étant éliminées dans les cas que nous traitons (voir § 2.4.1.).

A l'aide des taux définis dans le paragraphe précédant on peut exprimer les c_{ij} et les δ_i du système (33) comme suit :

—— A. c_{ij} avec $E_j^x > E_i^x$; ces coefficients expriment la fréquence d'excitation collisionnelle des niveaux i (dont l'énergie d'excitation est E_i^x), à partir du niveau j (dont l'énergie d'excitation est E_j^x). Suivant l'expression CI. du § 2.3. on écrit :

$$c_{ij} \equiv n_e C_{ij} \quad , \quad E_j^x < E_i^x \qquad (34)$$

(la notation des énergies est donnée sur la Fig. 2.)

Pour une valeur donnée de l'indice i qui caractérise le niveau auquel chacune des Eqs. (33) se rapporte, l'Eq. (34) ne peut décrire que le peuplement du niveau i à partir des niveaux j, avec $E_j^x < E_i^x$, qui s'excitent et non le dépeuplement du niveau i provenant d'une excitation vers un niveau j avec $E_j^x > E_i^x$. Par principe on devrait inclure dans l'Eq. (34) le taux d'excitation radiative et le taux de désexcitation induite suivant le § 2.3., DI. Pourtant notre traitement du transport radiatif permet la suppression de ces taux, tout en en tenant compte par une modification des coefficients d'EINSTEIN A_{ij} (multiplication de A_{ij} par Λ_{ij}, voir plus bas).

—— B. c_{ij} avec $E_j^x > E_i^x$; ces coefficients expriment la fréquence de désexcitation du niveau j au profit du niveau i. Il s'agit de désexcitations collisionnelles par chocs électroniques et radiatives par émission spontanée. De même que précédemment, dans celle des Eqs. (33) qui concerne un niveau i donné, avec les coefficients c_{ij}, $E_j^x > E_i^x$, on tient compte uniquement du peuplement du niveau i par désexcitation des niveaux, avec $E_j^x > E_i^x$; les processus des désexcitation de ce niveau vers les niveaux j, avec $E_j^x < E_i^x$, ne sont pas pris en compte par ces coefficients. Suivant la modification introduite au § 2.2. pour traiter la situation générale d'un plasma optiquement épais, les désexcitations radiatives et stimulées incluent les coefficients d'échap-

pement Λ_{ij} de façon qu'on puisse écrire à l'aide des taux introduits au § 2.3., CII. et DII. :

$$c_{ij} \equiv n_e F_{ij} + \Lambda_{ij} A_{ij} \quad , \quad E_j^x > E_i^x \tag{35}$$

—— C. c_{ii} provenant de c_{ij} avec i=j; ce coefficient doit contenir la somme :

$$\sum_{j, E_j^x < E_i^x} c_{ji}$$

des fréquences de désexcitation à partir du niveau i, qui est ainsi dépeuplé, et des fréquences d'excitation :

$$\sum_{j, E_j^x > E_i^x} c_{ji}$$

de ce même niveau; on vient de voir que ces processus ne sont pas inclus dans les termes c_{ij} avec i≠ j. Les notations comme celles utilisées pour les sommes précédentes, j, $E_j^x<E_i^x$, signifient que la sommation doit s'effectuer pour tous les indices j pour lesquels est valable l'inégalité $E_j^x<E_i^x$. En tenant également compte de l'ionisation collisionnelle on peut écrire (voir § 2.3., AI) :

$$c_{ii} \equiv -\left[\sum_{\gamma, E_\gamma^x > E_\infty} n_e S_{\gamma i} + \sum_{j, E_j^x < E_i^x} c_{ji} + \sum_{j, E_j^x > E_i^x} c_{ji} \right] \tag{36}$$

De cette façon on a regroupé dans les coefficients c_{ii} l'ensemble des processus dépeuplant le niveau i sauf la photoïonisation et la photorecombinaison induite. On en tient compte en modifiant le taux de photorecombinaison $R_{i\gamma}$ de l'Eq. (39), en le multipliant par un coefficient d'échappement Λ_i. Il est évident que les sommes contenues dans l'Eq. (36) s'expriment directement à l'aide des coefficients de taux C_{ji}, F_{ji} et $\Lambda_{ji} A_{ji}$ d'une façon identique à celle qu'on vient d'exposer dans les alinéas A. et B. On a :

$$\sum_{j, E_j^x < E_i^x} c_{ji} = \sum_{j, E_j^x < E_i^x} (n_e F_{ji} + \Lambda_{ji} A_{ji}) \tag{37}$$

$$\sum_{j, E_j^x > E_i^x} c_{ji} = \sum_{j, E_j^x > E_i^x} n_e c_{ji} \tag{38}$$

—— D. Pour compléter le système (33) il faut donner explicitement le taux de peuplement δ_i du niveau i dû aux effets de la recombinaison. La recombinaison radiative effective et la recombinaison à trois corps étant les seuls processus de

recombinaison considérés suivant § 2.3., AII et BII on écrit :

$$\delta_i = \sum_{\gamma,\, E^x_\gamma > E_\infty} n_e n_\gamma \left[\Lambda_i R_{i\gamma} + n_e Q_{i\gamma} \right] \quad (39)$$

D'après la méthode de traitement du transfert radiatif que nous utilisons ici, nous avons introduit dans l'Eq. (39) le coefficient d'échappement Λ_i. Ceci nous autorise à négliger explicitement dans toutes les équations, le coefficient de photoionisation $P_{\gamma i}$ introduit dans § 2.3., BI., dont on tient compte par la diminution du coefficient de photorecombinaison R_i , puisqu'en cas d'absorption le facteur Λ_i est plus petit que l'unité.

L'introduction des Eqs. (34) à (39) dans le système (33) ou dans le système (26) donne la forme définitive des équations statistiques de notre modèle C-R. On écrit explicitement :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_i \langle \bar{v}_i \rangle) = \sum_{j,\, E^x_j < E^x_i} n_j n_e C_{ij} - \left[\sum_{\gamma,\, E^x > E_\infty} n_e S_{\gamma i} + \sum_{j,\, E^x_j < E^x_i} (n_e F_{ji} + \Lambda_{ji} A_{ji}) + \sum_{j,\, E^x_j > E^x_i} n_e C_{ji} \right] n_{j=i} + \sum_{j,\, E^x_j > E^x_i} n_j (n_e F_{ij} + \Lambda_{ij} A_{ij}) + \sum_{\gamma,\, E^x_\gamma > E_\infty} n_e n_\gamma (\Lambda_i R_{i\gamma} + n_e Q_{i\gamma}) \quad (40)$$

Quand l'indice i précise une configuration comme c'est le cas ici, il est courant d'appeler chaque solution n_i du système (40) densité de population de cette configuration (ou du niveau suivant la note de la page 14).

Après avoir formulé explicitement les équations statistiques d'un point de vue général, on va examiner la forme qu'elles prennent dans différents cas particuliers ainsi que les formes des solutions correspondantes. Les conditions d'application des modèles semblables et même des systèmes plus généraux du type (40) seront discutées ultèrieurement dans des cas concrets (chap. 9). Les coefficients de réaction apparaissant dans le second membre des Eqs. (40) doivent être mesurés expérimentalement ou évalués suivant des théories convenables. On donne dans les chap. 4, 5, 6 et 8 la description détaillée du chemin suivi. Ici il suffit de préciser que les coefficients de réaction dépendent de la température électronique T, à l'exception des probabilités de transition A_{ij} qui sont constantes. La méthode de calcul de Λ_{ij} et Λ_i est donnée dans le chap. 8 où nous traitons particulièrement le cas du plasma optiquement épais.

Nous ferons habituellement l'hypothèse simplificatrice qu'une seule espèce d'ions dans son niveau fondamental, existe, provenant de l'espèce unique d'atomes neutres.

La densité des ions est n_+. On pourra alors omettre l'indice γ, la sommation sur les états continus étant sous entendue et écrire p. ex. S_i, R_i.... pour $\sum_\gamma S_{\gamma i}$, $\sum_\gamma R_{i\gamma}$... etc.

2.4.1. APPROXIMATIONS RELATIVES AUX PLASMAS INHOMOGENES ET TRANSITOIRES

En général un plasma peut être inhomogène et/ou transitoire. A condition qu'il s'éloigne peu d'un état homogène et stationnaire il est possible d'utiliser des méthodes approximatives pour sa description. On considère les cas suivants :

—— A. Plasmas inhomogènes (quasi-homogènes). Un tel plasma peut être caractérisé par les longueurs de relaxation λ_i de chaque configuration i. Spécialement pour le niveau fondamental f, λ_f est la distance que les atomes neutres non excités parcourent avant d'atteindre l'état d'équilibre statistique avec les électrons voisins. S' il s'agit d'un niveau excité, $\lambda_i (i \neq f)$ est la distance que doivent parcourir les atomes neutres excités avant d'être en équilibre statistique avec les électrons et les atomes neutres. Les valeurs de $\lambda_i (i \neq f)$ sont en général beaucoup plus petites que celles de λ_f. On peut donc, en supposant que λ_i (avec $i \neq f$) est très inférieur à la plus petite dimension du plasma, négliger dans la région $\lambda_i < \Delta\ell < \lambda_f$ $(i \neq f)$ les divergences des flux des atomes excités (c.à.d. $\bar{\nabla}.(n_i \langle \bar{v}_i \rangle) \simeq 0$, $i \neq f$) si :

$$\left.\begin{aligned} &[T(\Delta\ell + \lambda_i) - T(\Delta\ell)]/T(\ell) \ll 1 \\ &[n_e(\Delta\ell + \lambda_i) - n_e(\Delta\ell)]/n_e(\ell) \ll 1 \end{aligned}\right\} \quad i \neq f$$

tandis que ce n'est pas le cas pour les atomes non excités : $\nabla.(n_f \langle \bar{v}_f \rangle) \neq 0$.

—— B. Plasmas transitoires (quasi-stationnaires). Soit τ_i le temps de relaxation des populations n_i après une perturbation quelconque du plasma. S'il s'agit du niveau fondamental f, τ_f est le temps nécessaire pour que les atomes neutres non excités soient en équilibre avec les électrons libres à la température T. S'il s'agit d'un niveau excité, τ_i (avec $i \neq f$) est le temps nécessaire pour obtenir l'équilibre statistique avec les électrons et les atomes neutres dans le niveau fondamental. Ces temps τ_i $(i \neq f)$ sont généralement plusieurs ordres de grandeur plus petits que τ_f. Dans l'intervalle $\tau_i < \Delta t < \tau_f$ $(i \neq f)$ les dérivées par rapport au temps des populations des niveaux excités sont alors négligeables (c.à.d. $\partial n_i / \partial t \simeq 0$, $i \neq f$) si :

$$\left.\begin{aligned} &[T(\Delta t + \tau_i) - T(\Delta t)]/T(\Delta t) \ll 1 \\ &[n_e(\Delta t + \tau_i) - n_e(\Delta t)]/n_e(\Delta t) \ll 1 \end{aligned}\right\} \quad i \neq f$$

tandis que celle des atomes neutres non excités ne l'est pas ($\partial n_f/\partial t \neq 0$, voir McWHIRTER et HEARN 1963, DRAWIN 1969).

2.5. SOLUTIONS DES CAS PARTICULIERS.

2.5.1. PLASMA HOMOGENE ET STATIONNAIRE (H-S).

Pour le cas particulier d'un plasma stationnaire et homogène, les dérivées partielles par rapport au temps et aux coordonnées partielles sont nulles, donc :

$$\left.\begin{aligned} &\partial n_i/\partial t \equiv 0 \qquad (41)\\ &\bar{\nabla}.(n_i\langle\bar{v}_i\rangle) \equiv 0 \qquad (42)\end{aligned}\right\} \text{ pour chaque valeur de } i$$

d'où :

$$\partial n_i/\partial t + \bar{\nabla}.(n_i\langle\bar{v}_i\rangle) = 0 = (\partial n_i/\partial t)_{coll.-rad.} \qquad \forall i \tag{43}$$

Le système des Eqs. (33) devient linéaire en n_i :

$$(\partial n_i/\partial t)_{coll.-rad} = \sum_j c_{ij}n_j + \delta_i = 0 \tag{44}$$

Comme on ne considère qu'une seule espèce d'ions, dans leur état fondamental, on complète le système (44) par les relations :

$$\partial n_e/\partial t \equiv 0 \quad , \quad \partial n_+/\partial t \equiv 0 \qquad n_e = n_+ \tag{45}$$

$$\bar{\nabla}.(n_e\langle\bar{v}_e\rangle) \equiv 0 \ , \ \bar{\nabla}.(n_+\langle\bar{v}_+\rangle) \equiv 0 \tag{46}$$

où $\bar{v}_e, \bar{v}_+$ sont les vitesses de diffusion électronique et ionique ; puisque la diffusion est ambipolaire on a $\langle\bar{v}_e\rangle = \langle\bar{v}_+\rangle = \langle\bar{v}\rangle_{amb.}$
où $\langle\bar{v}\rangle_{amb.}$ est la vitesse de diffusion ambipolaire des paires électrons-ions.

On évite ainsi de résoudre l'équation statistique des ions. D'autre part les équations de conservation des particules (10) donnent :

$$\sum_i (dn_i/dt) + dn_+/dt = 0 \quad \text{soit} \quad \sum_i n_i + n_+ = C^{te} \tag{47}$$

qui remplace, si on connait le nombre total des particules, l'équation statistique relative aux électrons. Les valeurs de n_i ne dépendent alors que de n_e,T si les Λ_i, Λ_{ij} sont donnés et peuvent être calculées à partir du système (44) si on connaît n_e,T et Λ_i, Λ_{ij}. La connaissance préalable de ces quantités évite la résolution des équations explicites pour l'impulsion, l'énergie et le transfert radiatif. Les solutions correspondantes sont désignées par n_i^{HS}. Pour les mêmes valeurs de n_e et T, les densités de population d'un plasma en ETL sont n_i^*. En général on a :

$$n_i^{HS}(n_e,T) \neq n_i^*(n_e,T)$$

d'où l'intérêt de définir pour un plasma H-S et pour chaque configuration un coefficient b_i^{HS} appelé "décrément de SAHA" du niveau i :

$$b_i^{HS} \equiv n_i^{HS}/n_i^* \tag{48}$$

Par exemple avec la valeur f de l'indice i, relative au niveau fondamental, le décrément de SAHA correspondant b_f^{HS} est obtenu en divisant la densité de population du niveau fondamental n_f^{HS} par la densité n_f^* donnée par la formule de SAHA pour les mêmes valeurs de la température T et de la densité électroniques n_e :

$$b_f^{HS} \equiv n_f^{HS}/n_f^* \tag{49}$$

Ce coefficient caractérise l'écart à l'équilibre du plasma. Quand $b_i^{HS}=1$ la population du niveau i sont en "ETL partiel". Quand les valeurs de b_i^{HS} sont égales à 1 pour toutes les configurations le plasma se trouve en ETL complet. En résolvant numériquement le système des équations couplées (44) on peut calculer les valeurs de n_i^{HS} et b_i^{HS} pour différentes valeurs de T et n_e. Les résultats relatifs à un plasma d'argon sont présentés sous forme graphique dans le chap. 7. pour le cas optiquement mince et dans le chap. 8. pour le plasma optiquement épais. Suit une discussion de ces résultats dans le chap. 9.

2.5.2. PLASMA INHOMOGENE ET/OU TRANSITOIRE

Pour les plasmas inhomogènes ou transitoires (ou les deux) remplissant les conditions du paragraphe 2.4.1., on peut négliger les dérivées par rapport au temps des densités et les divergences des flux dans les équations concernant les atomes excités. Au lieu du système d'équations particulier (44), valable pour le cas homogène et stationnaire, on a maintenant à résoudre le système d'équations suivant :

$$\partial n_f/\partial t + \nabla.(n_f\langle\bar{v}_f\rangle) = \sum_j c_{fj}n_j + \delta_f \tag{50}$$

$$0 = \sum_j c_{ij}n_j + \delta_i \qquad i \neq f \tag{51}$$

Dans le cas où le plasma est optiquement mince quand c_{ij}, δ_i sont des fonctions connues la connaissance de $n_e(n_+)$, et T permet p. ex. le calcul des densités de population des niveaux excités (c.à.d. de n_i pour $i\neq f$) en fonction de n_f. Quand le plasma est optiquement épais il faut en plus connaître Λ_i et Λ_{ij}. Dans la pratique ces coefficients ne sont pas donnés à priori; la connaissance de données supplémentaires (p. ex. n_f) est alors indispensable.

Désignons par $n_i^{(1)}$ $(i\neq f)$ la solution du système (51) quand on pose $n_f=1$

et $\delta_i = 0$; le système devient alors :

$$0 = c_{if} \quad + \sum_i c_{ij} n_j \qquad i \neq f \tag{52a}$$

ou, si les valeurs de i sont 1,2,3..,P l'indice 1 correspond à f :

$$\left.\begin{array}{l} c_{21}+c_{22}n_2+c_{23}n_3+c_{24}n_4+ \ldots +c_{2P}n_P = 0 \\ c_{31}+c_{32}n_2+c_{33}n_3+c_{34}n_4+ \ldots +c_{3P}n_P = 0 \\ c_{41}+c_{42}n_2+c_{43}n_3+c_{44}n_4+ \ldots +c_{4P}n_P = 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ c_{P1}+c_{P2}n_2+c_{P3}n_3+c_{P4}n_4+ \ldots +c_{PP}n_P = 0 \end{array}\right\} \tag{52b}$$

avec $n_i \equiv n_i^{(1)}$.

On désignera d'autre part par $n_i^{(o)}$ $(i \neq f)$ la solution du système (51) quand tous les termes qui incluent n_f sont égaux à zéro, ce qui amène au système :

$$0 = \sum_i c_{ij}\, n_j + \delta_i \qquad i \neq f \tag{53a}$$

ou, pour les valeurs de i précedemment mentionnées (i = 1,2,...P) :

$$\left.\begin{array}{l} c_{22}n_2+c_{23}n_3+c_{24}n_4+ \ldots +c_{2P}n_P+\delta_2 = 0 \\ c_{32}n_2+c_{33}n_3+c_{34}n_4+ \ldots +c_{3P}n_P+\delta_4 = 0 \\ c_{42}n_2+c_{43}n_3+c_{44}n_4+ \ldots +c_{4P}n_P+\delta_4 = 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ c_{P2}n_2+c_{P3}n_3+c_{P4}n_4+ \ldots +c_{PP}n_P+\delta_P = 0 \end{array}\right\} \tag{53b}$$

avec $n_i \equiv n_i^{(o)}$

D'après les propriétés des systèmes d'équations linéaires, les solutions du système (51) pour les niveaux excités peuvent s'écrire :

$$n_i = n_i^{(o)} + n_i^{(1)} n_f \qquad i \neq f \tag{54}$$

En ce qui concerne le niveau fondamental on doit résoudre l'équation :

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} + \bar{\nabla}.(n_f < \bar{v}_f >) = \sum_j c_{fj} n_j + \delta_f \equiv n_+ n_e \alpha - n_f n_e S \tag{55}$$

En introduisant les valeurs de n_i $(i \neq f)$ données par les Eqs. (54) dans l'Eq. (55) et séparant les termes d'ordre zéro ou un par rapport à n_f qui peut prendre des valeurs arbitraires, il vient :

$$\alpha = (\sum_j c_{fi}\, n_j^{(o)} + \delta_f)/n_+ n_e \qquad j \neq f \tag{56}$$

$$S = -(\sum_j c_{fj} n_j^{(1)} + c_{ff})/n_e \qquad j \neq f \tag{57}$$

Ces équations définissent α et S qui sont respectivement les coefficients globaux collisionnels-radiatifs de recombinaison et d'ionisation. A partir des Eqs. (54) on peut écrire les décréments de SAHA pour un plasma inhomogène et/ou transitoire :

$$b_i \equiv n_i/n_i^* = n_i^{(o)}/n_i^* + n_i^{(1)} n_f/n_i^* \quad ; \quad i \neq f \tag{58}$$

On peut encore écrire (58) sous la forme :

$$b_i = r_i^{(o)} + r_i^{(1)} n_f/n_f^* \qquad i \neq f \tag{59}$$

avec les définitions

$$r_i^{(o)} \equiv n_i^{(o)}/n_i^* \quad , \quad r_i^{(1)} \equiv n_i^{(1)} n_f^*/n_i^* \qquad i \neq f \tag{60}$$

Evidemment, il suffit de remplacer dans (59) n_f par n_f^{HS} pour avoir les "décréments de SAHA" b_i^{HS} dans le cas où le plasma est supposé homogène et stationnaire. A l'aide de l'Eq. (58) b_i est défini seulement pour $i \neq f$. Pour obtenir une généralisation concernant le niveau fondamental nous posons :

$$b_f \equiv n_f/n_f^* \tag{61}$$

Dans cette équation n_f^* est calculé par la formule de SAHA en fonction de la température et de la densité électroniques données; la densité de population du niveau fondamental n_f est autre que celle (n_f^{HS}) obtenue par solution du système (44) pour les mêmes valeurs de n_e et T. Dans le cas où n_f est imposé, b_f est calculé à l'aide de l'Eq. (61), indépendamment des systèmes d'équations couplées (52) et(53). A l'aide de l'Eq. (61), l'Eq. (59) s'écrit :

$$b_i = r_i^{(o)} + r_i^{(1)} b_f \qquad i \neq f \tag{62}$$

La même Eq. (61) montre que quand b_f approche b_f^{HS} le plasma devient plus homogène et stationnaire.

3. CONSTRUCTION D'UN MODELE ATOMIQUE IDEALISE DE L'ARGON

L'application du modèle C-R nécessite la connaissance de l'ensemble des niveaux énergétiques des atomes des ions et des molécules dont est constitué le plasma étudié. Ici nous nous intéressons principalement aux plasmas d'Argon faiblement et moyennement ionisés. Dans ce qui suit, nous négligeons les niveaux énergétiques des molécules et des atomes ionisés deux fois ou plus. Nous examinons plus loin (Chap. 9) les conséquences de cette approximation.

D'ailleurs, si on tient compte de tous les niveaux de l'atome d'argon séparément on aboutit déjà à un nombre d'équations statistiques démesuré. On a donc regroupé les niveaux ayant des énergies d'excitation voisines, de façon à obtenir un nombre restreint de "niveaux" dits "effectifs". Ces "niveaux effectifs" constituent la base du modèle idéalisé de l'atome d'argon que nous avons utilisé. On réduit ainsi le nombre total des équations à établir.

Nous avons considéré un nombre total de 125 "niveaux effectifs", correspondant à l'ensemble des niveaux réels de nombre quantique principal $n \leq 50$. Nous donnons dans ce chapitre, après quelques remarques sur la structure de l'atome d'argon, la méthode utilisée pour le calcul des énergies d'excitation et des poids statistiques des "niveaux effectifs" ainsi que les résultats obtenus. Nous précisons également les formules qui permettent de calculer la densité de population d'un "niveau effectif" à partir de celles des niveaux réels qui le composent et vice versa.

3.1. ENERGIES D'EXCITATION DES "NIVEAUX EFFECTIFS"

L'atome d'argon avec huit électrons dans la couche extérieure n=3 ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$) présente une structure complexe. La Fig. 1 représente le diagramme de GROTRIAN, relatif à l'excitation d'un seul électron initialement dans la couche 3p.* Beaucoup de niveaux ont des énergies d'excitation très différentes même quand ils se refèrent à un même nombre quantique principal. La description de ces niveaux est faite suivant la nomenclature du couplage jK (SOBEL'MAN 1972). Dans ce couplage on utilise les nombres quantiques suivants :

ℓ_i	nombre quantique orbital de l'électron dans le niveau i.
s_i	spin de l'électron dans le niveau i.
L	nombre quantique orbital résultant du noyau électronique de l'atome
S	spin résultant du noyau électronique de l'atome.
$j_c = L+S$	nombre quantique du moment angulaire total du noyau électronique de l'atome
$K = j_c + \ell_i$	nombre quantique du moment angulaire total de la configuration sans le spin de l'électron optique
$J = K + s_i$	nombre quantique du moment angulaire total de la configuration avec le spin de l'électron optique.

---

* Pour la signification de N voir p.31

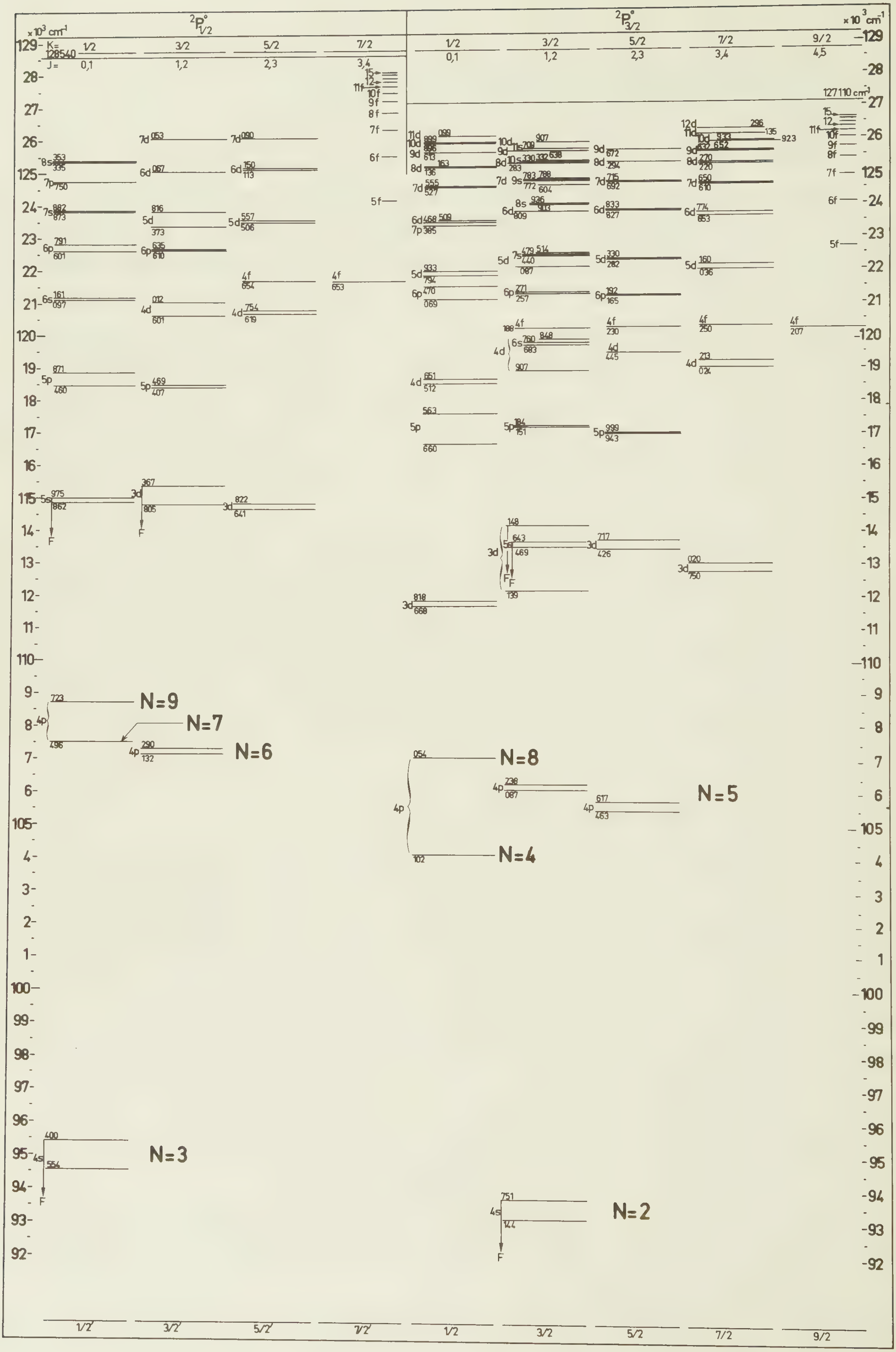


Fig. 1_ DIAGRAMME DE GROTRIAN D'ARGON I

Le schéma du couplage a la forme :
$\{[(L,S)jc,\ell_i]K,s_i\}J$.

On distingue deux limites d'ionisation (SOBEL'MAN 1972, § 10.6) appartenant aux configurations $^2P^o_{3/2}$, $^2P^o_{1/2}$ avec les énergies $E_{\infty,A} = 127110\ cm^{-1}$, $E'_{\infty,A} = 128540\ cm^{-1}$ respectivement. Les niveaux se séparent en deux catégories relatives aux deux valeurs du moment angulaire du noyau électronique de nombres quantiques $j'_c=1/2$, $j_c=3/2$. Dans la suite nous désignerons les quantités relatives à la valeur $j'_c=1/2$ par un accent. Les notations des énergies sont données dans la Fig. 2.

La distinction entre les niveaux de nombres quantiques $j'_c=1/2$ et $j_c=3/2$ est respectée dans la constitution des "niveaux effectifs" à cause de la différence considérable entre les énergies d'excitation des niveaux de j_c différents et de mêmes nombres quantiques n et ℓ. D'autre part, plus le nombre quantique principal croit, plus les énergies d'ionisation des niveaux des deux groupes sont voisines, approchant celles de l'hydrogène correspondant au même nombre quantique principal. Ceci est surtout exact pour les niveaux ayant des nombres quantiques orbitaux élevés (niveaux f, g, h,...), donc de grands poids statistiques. On se rapproche alors de plus en plus de deux systèmes hydrogénoïdes, comme on l'attendait : En effet, plus l'électron optique s'éloigne du noyau électronique, plus l'interaction peut être décrite comme une interaction coulombienne pure pour chaque valeur de j_c. Nous avons considéré que les différences des énergies d'ionisation entre niveaux ayant le même nombre quantique principal n sont négligeables et que l'énergie d'ionisation commune est égale à celle du niveau de l'hydrogène avec le même n à partir de n=10. On voit dans la Fig. 3 que lorsque l'énergie d'excitation augmente les énergies d'ionisation des niveaux appartenant aux systèmes $j'_c=1/2$, $j_c=3/2$ se rapprochent.

Cet aspect particulier du diagramme des niveaux d'ArI nous a permis de construire un modèle de l'atome d'argon ayant un nombre de "niveaux effectifs" réduit, de la façon suivante:

—— A. Niveaux de nombre quantique principal petit (n<10) : On a regroupé les niveaux énergétiques voisins ayant le même moment angulaire j_c (resp. j'_c). On a ainsi obtenu des "niveaux effectifs" dont l'énergie (effective) est la moyenne de celle des niveaux réels. Cette moyenne est pondérée à l'aide des poids statistiques correspondants (voir § 3.2).

—— B. Niveaux de nombre quantique principal élevé (n≥10) : Pour ces niveaux on a utilisé deux systèmes de niveaux hydrogénoïdes correspondant aux deux valeurs possibles de j_c et arrangés de telle façon que la limite d'ionisation de chacun coïncide :

I. Avec $E'_{\infty,A}$ pour la représentation des niveaux ayant pour limite la configuration $^2P^o_{1/2}$.

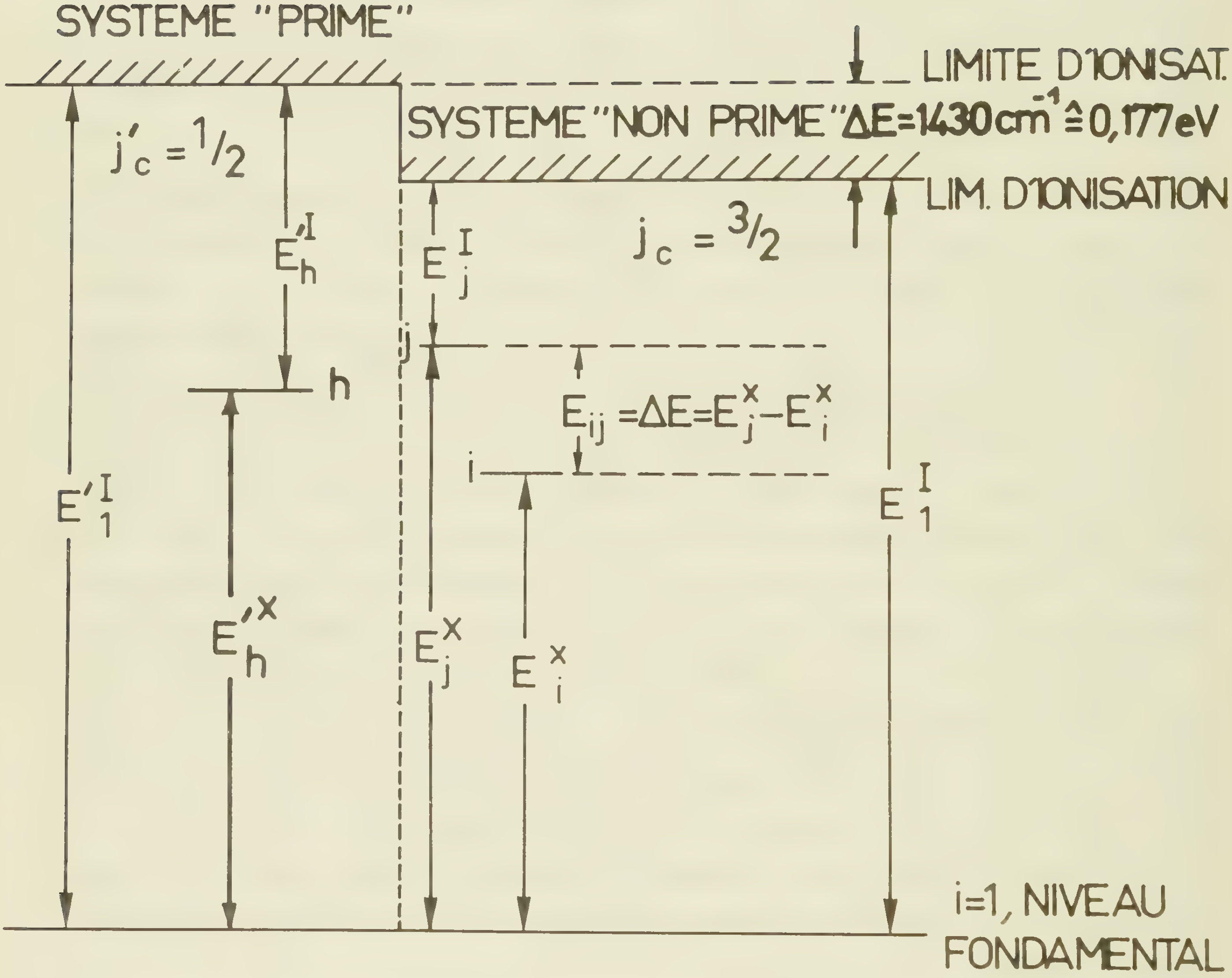


Fig. 2. LES NOTATIONS DES ENERGIES

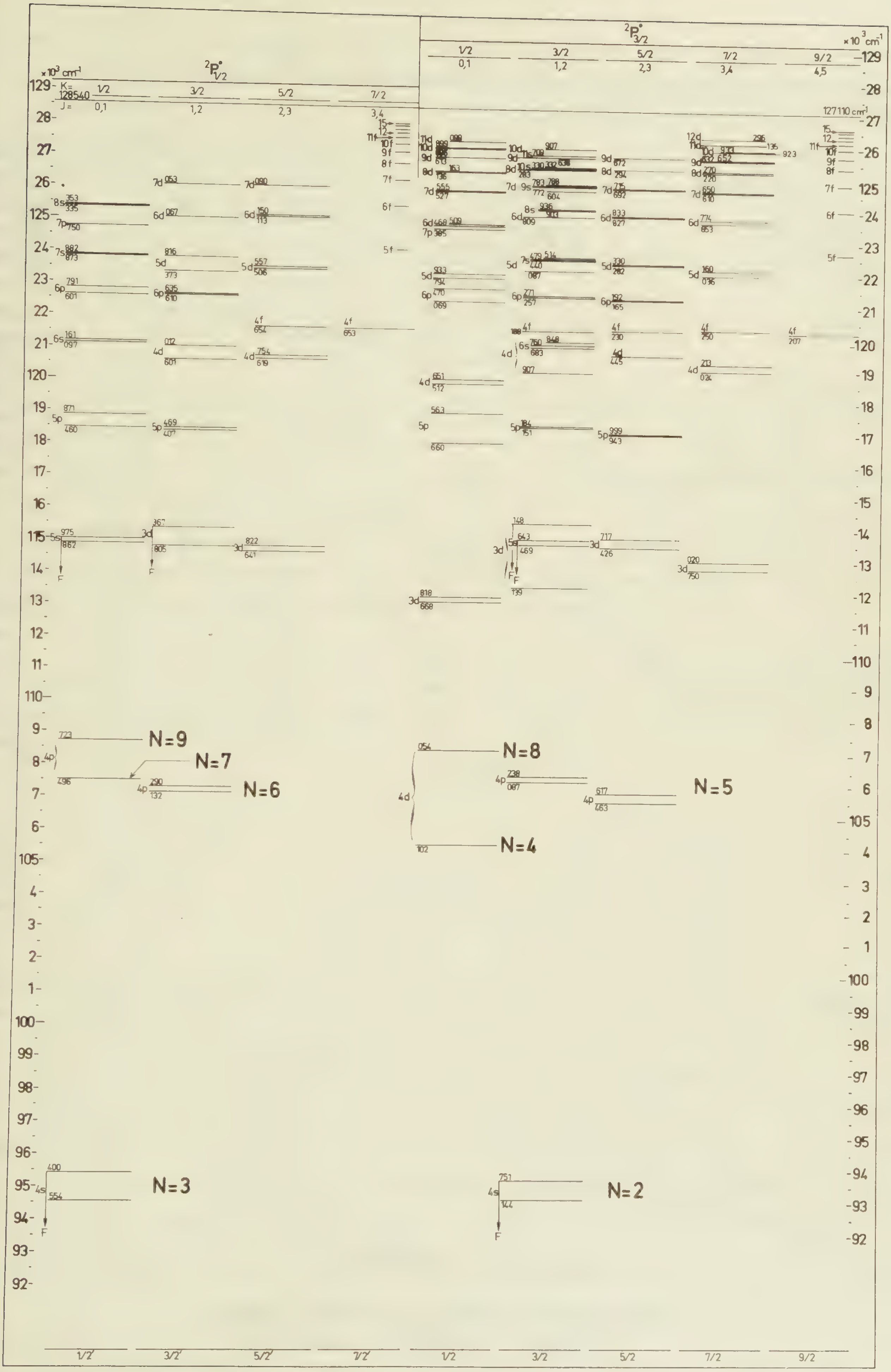


Fig. 3 : Comparaison des niveaux avec $j_c' = 1/2$ et $j_c = 3/2$

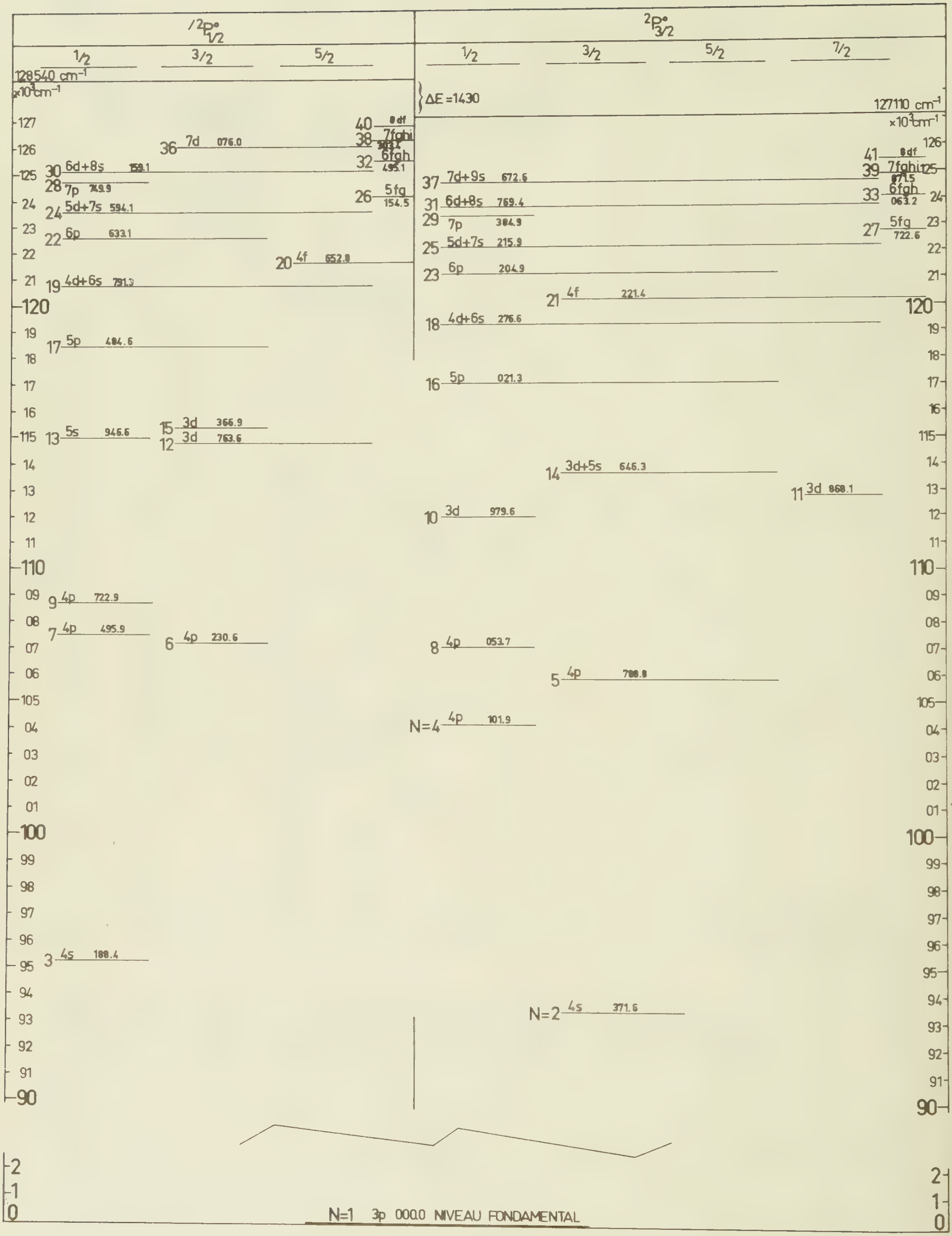


Fig. 4 _ DIAGRAMME DES "NIVEAUX EFFECTIFS" D'ARGON I
(MODELE ATOMIQUE IDEALISE)

II. Avec $E_{\infty,A}$ pour la représentation des niveaux ayant pour limite la configuration $^2P^o_{3/2}$.

Le modèle idéalisé ainsi construit est celui de la Fig. 4 sur laquelle on a noté les énergies d'excitation des niveaux ; nous donnons dans la suite les formules utilisées pour les calculer.

—— A. Pour les niveaux de nombre quantique principal n faible (n<10) on a :

$$E'^x_N = \sum_i (E'^x_i g'_i)/\sum_i g'_i \quad ; \quad E^x_N = \sum_i (E^x_i g_i)/\sum_i g_i \qquad (1)$$

La première de ces formules est relative aux "niveaux effectifs" avec limite d'ionisation $^2P^o_{1/2}$; la seconde à ceux avec limite d'ionisation $^2P^o_{3/2}$.
g_i (g'_i) est le poids statistique du niveau i. La sommation s'étend à tous les niveaux i qui composent le "niveau effectif" N. L'indice N qui désigne les niveaux du modèle atomique idéalisé, est le numéro du niveau dans la suite des énergies d'ionisation décroissantes. Ces numéros sont donnés dans la Fig. 5, où on voit en détail la constitution des premiers 45 "niveaux effectifs".

—— B. Pour les niveaux de nombre quantique élevé (n≥10) les Eqs. (1) prennent une forme particulière. En effet, il s'agit des "niveaux effectifs" comportant des niveaux réels caractérisés par un même nombre quantique principal n. On a alors i≡n et, avec une très bonne approximation :

$$\left.\begin{aligned} E'^x_N &= E'_{\infty,A} - T_n = E'_{\infty,A} - (E_{\infty,H} - E^x_{n,H}) = E'_{\infty,A} - Ry/n^2 \\ &\simeq 128540 - 109680/n^2 \ \text{cm}^{-1} \\ E^x_N &= E_{\infty,A} - T_n = E_{\infty,A} - (E_{\infty,H} - E^x_{n,H}) = E_{\infty,A} - Ry/n^2 \\ &\simeq 127110 - 109680/n^2 \ \text{cm}^{-1} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Ces formules proviennent d'une approximation hydrogénoïde et sont d'autant plus exactes que le nombre quantique principal n du niveau énergétique est élevé.

T_n est la "valeur du terme" correspondant au nombre quantique principal n,
$E_{\infty,H}$=Ry l'énergie d'ionisation du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène,
$E^x_{n,H}$ l'énergie d'excitation du niveau n de l'atome d'hydrogène.

On donne dans la Table 2 les énergies d'excitation des différents "niveaux effectifs", calculées à l'aide des Eqs. (1), (2), ainsi que la configuration des niveaux réels dont ils sont composés.

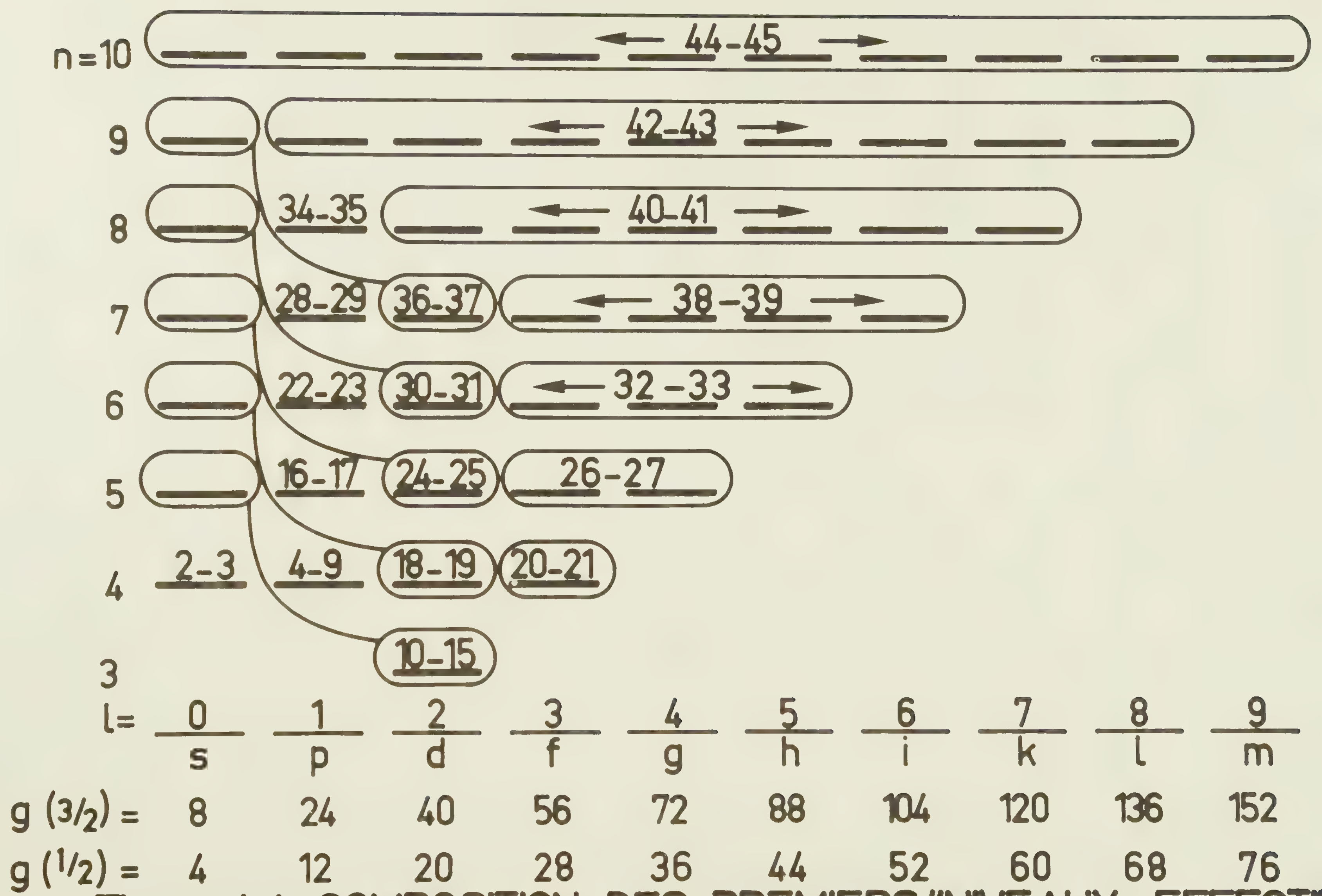


Fig. 5. LA COMPOSITION DES PREMIERS "NIVEAUX EFFECTIFS" POUR $j_c = 1/2, 3/2$

TABLE 2

Valeurs * numériques des coefficients d'EINSTEIN A_{NM} $[sec^{-1}]$ pour le modèle simplifié d'ArI

N est le niveau du modèle atomique idéalisé ; ses valeurs apparaissent sur les Figs. 1 et 4.

Energie d' Ionisat. (cm^{-1})	Energie d' Excitat. (cm^{-1})	Poids Statist. g_N	Configuration / Configur.	M = / N	$3p^6$ 001	4s 002	4s' 003	4p 004	4p 005	4p' 006	4p' 007	4p 008	4p' 009	3d 010	3d 011	3d' 012	5s' 013	3d+ 5s 014	3d' 015	5p 016	5p' 017
127110	0	1	$3p^6$	1	-o-	718	339	-	-	-	-	-	-	-	-	-	268	458	319	-	-
33738	93372	8	$3p^5 4s$	2		-o-	-	218	318	957	937	438	465	-	-	-	-	-	-	217	346
33353	95189	4	4s'	3			-o-	107	227	258	298	195	438	-	-	-	-	-	-	386	177
23008	104102	3	4p	4				-o-	-	-	-	-	-	857	-	-	187	197	-	-	-
21321	105789	20	4p	5					-o-	-	-	-	-	337	168	-	247	178	-	-	-
21311	107231	8	4p'	6						-o-	-	-	-	-	-	148	118	156	397	-	-
21046	107496	3	4p'	7							-o-	-	-	-	-	427	377	565	607	-	-
20056	107054	1	4p	8								-o-		416	-	-	286	796	-	-	-
19819	108723	1	4p'	9									-o-	-	-	-	716	125	817	-	-
15130	111980	9	3d	10										-o-	-	-	-	-	-	546	-
14242	112868	16	3d	11											-o-	-	-	-	-	926	-
13778	114764	17	3d'	12												-o-	-	-	-	-	187
13595	114947	4	5s'	13													-o-		-	594	417
13464	113646	23	3d+5s	14														-o-	-	477	166
13175	115367	3	3d'	15															-o-	-	286
10089	117021	24	5p	16																-o-	-
10057	118485	12	5p'	17																	-o-
7804	119306	48	4d+6s	18																	
7751	120791	24	4d'+6s'	19																	
6889	121653	28	4f'	20																	
6888	120222	56	4f	21																	
5909	122633	12	6p'	22																	
5905	121205	24	6p	23																	
4948	123594	24	5d'+7s'	24																	
4894	122216	48	5d+7s	25																	
4392	124150	64	5f', g'	26																	
4393	122717	128	5f , g	27																	
3843	124699	12	7p'	28																	
3853	123257	24	7p	29																	
3365	125177	24	6d'+8s'	30																	

* Lire : 718 = $0{,}71 \times 10^8$ sec^{-1} ; 339 = $0{,}33 \times 10^9$ sec^{-1}, etc.

TABLE 2 (suite)

Energie d' Ionisation (cm^{-1})	Energie d' Excitation (cm^{-1})	Poids Statistique g_N	Configuration	N
3329	123781	48	6d + 8s	31
3047	125496	108	6f',g',h'	32
3046	124064	216	6f ,g ,h	33
2719	125823	12	8p'	34
2718	124392	24	8p	35
2426	126116	24	7d' + 9s'	36
2425	124685	48	7d + 9s	37
2239		160	7f',g',h',i'	38
2238		320	7f ,g , h, i	39
Ry/n^2;n=8		240	8d',f',...	40
		480	8d, f, ...	41
Ry/n^2;n=9		320	9p',d',f',..	42
		640	9p,d,f, ..	43
formule générale Ry/n^2	formules générales $E_{\infty,A} - Ry/n^2$; $E'_{\infty,A} - Ry/n^2$	$g' = 4n^2$ $g = 8n^2$ formules générales : $g = 8n^2$; $g' = 4n^2$	n = 10	44
				45
			n = 11	46
				47
			n = 12	48
				49
			n = 13	50
				51
			n = 14	52
				53
			n = 15	54
				55
			n = 16	56
				57
			n = 17	58
				59
			n = 18	60
				61

TABLE 2 (suite)

Energie d' Ionisation (cm^{-1})	Energie d' Excitation (cm^{-1})	Poids Statistique	Configuration	N
Formule générale Ry/n^2	Formules générales $E_{\infty,A} - Ry/n^2$; $E'_{\infty,A} - Ry/n^2$	Formules générales : $g = 8n^2$; $g' = 4n^2$	n = 19	62
				63
			n = 20	64
				65
			n = 21	66
				67
			n = 22	68
				69
			n = 23	70
				71
			n = 24	72
				73
			n = 25	74
				75
			n = 26	76
				77
			n = 27	78
				79
			n = 28	80
				81
			n = 29	82
				83
			n = 30	84
				85
			n = 31	86
				87
			n = 32	88
				89
			n = 33	90
				91

TABLE 2 (Fin)

Energie d' Ionisation (cm^{-1})	Energie d' Excitation (cm^{-1})	Poids Statistique	Configuration	N
Formule générale Ry/n^2	Formules générales $E_{\infty,A} - Ry/n^2$; $E'_{\infty,A} - Ry/n^2$	Formules générales : $g = 8n^2$; $g' = 4n^2$.	n = 34	92
				93
			n = 35	94
				95
			n = 36	96
				97
			n = 37	98
				99
			n = 38	100
				101
			n = 39	102
				103
			n = 40	104
				105
			n = 41	106
				107
			n = 42	108
				109
			n = 43	110
				111
			n = 44	112
				113
			n = 45	114
				115
			n = 46	116
				117
			n = 47	118
				119
			n = 48	120
				121
			n = 49	122
				123
			n = 50	124
				125

3.2. LES POIDS STATISTIQUES

Le calcul des énergies moyennes d'après les Eqs. (1) nécessite la connaissance des poids statistiques des différentes configurations de l'atome d'argon et des "niveaux effectifs". Le poids statistique du "niveau effectif" N est :

$g_N = \sum_i g_i$;

la sommation s'étend à toutes les configurations réelles dont le "niveau" N se compose.

Naturellement les formules pour calculer les poids statistiques des différentes configurations ne sont pas les mêmes quand il s'agit d'un niveau (poids statistique g_J), d'un terme (poids statistique g_ℓ), ou d'une configuration entière correspondant à un nombre quantique principal déterminé n (poids statistique g_n). Parmi les configurations

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 n\ell \qquad (4)$$

correspondant à l'excitation d'un seul électron, un niveau quelconque est représenté par :

$^2P_{1/2,3/2} n\ell\ [K]_j$

Cherchons la formule donnant le poids statistique d'une configuration de l'électron excité suivant (4). D'après les formules

$J_i = K + s_i$, $K_i = j_c + \ell_i$,

pour trouver une formule générale donnant le nombre des valeurs possibles de J, on doit se restreindre aux valeurs $\ell \equiv x \geqslant 2$; on a alors :

$J' = x + 1,\ x,\ x,\ x-1$ pour le noyau électronique $j_c' = 1/2$,

$J = x + 2,\ x + 1,\ x + 1,\ x,\ x,\ x - 1,\ x - 1,\ x - 2$ pour le noyau électronique $j_c = 3/2$.

La somme de ces valeurs est respectivement $\Sigma J' = 4x$, $\Sigma J = 8x$ et pour la configuration entière $\Sigma J_x = 12x$. Le poids statistique pour un niveau est

$$g_J = 2J+1 \ ; \qquad (5)$$

et le poids statistique pour un terme est alors

$$g_\ell = \Sigma(2J_x+1) = 2\Sigma J_x + 12 = 2(12x)+12 \qquad (6)$$

soit

$$g_\ell = 6(2\ell+1)(2s+1) = 12(2\ell+1),\ \ell>1 \qquad (7)$$

La validité de l'Eq. (7) s'étend aux cas $\ell=0$, $\ell=1$. En effet les poids statistiques des termes s et p sont (DRAWIN et KATSONIS 1976) $g_s=12$, $g_p=36$ en accord

avec l'Eq. (7).

Le poids statistique g_n pour un nombre quantique principal n (avec $n>3$, voir (4)) est :

$$g_n = 12 \sum_{0}^{n-1} (2\ell+1) = 12n^2 \qquad (8)$$

Les Eqs.(6),(8) proviennent d'une sommation sur les Eqs.(5) et (7) respectivement. Les Eqs.(3),(5),(7) et (8) permettent de calculer le poids statistique de n'importe quel niveau, terme ou configuration de l'atome réel d'argon ou "niveau effectif" du modèle. Les poids statistiques pour ces derniers sont donnés dans la Table 2.

Notons que les formules analogues à (7) et (8) pour les poids statistiques de l'hydrogène sont :

$$g_\ell = (2\ell+1)\ (2s+1), \quad g_n = 2n^2,$$

qui donnent des valeurs six fois plus petites, la définition du poids statistique d'un niveau restant la même (Eq. 5).

3.3. LES DENSITES DE POPULATION

On a vu que la solution du système des équations statistiques conduit directement aux densités de population. Puisque nous avons remplacé le modèle atomique réel par un modèle idéalisé décrit par des "niveaux effectifs" N, l'exploitation numérique des équations couplées donnera les densités de population n_N de ces "niveaux". Dans la pratique il nous faut connaître les densités de population des configurations de l'atome réel d'argon. Il est donc nécessaire d'expliciter les formules permettant le passage du système effectif au système réel ; ceci se fait de la façon suivante :

soit n_N la densité de population d'un "niveau effectif" N composé de différents niveaux réels i , cet indice prenant les λ valeurs $i_1, i_2 \ldots i_\lambda$, et n_i étant les densités de population correspondantes. On a :

$$n_N = \sum_{i=i_1}^{i_\lambda} n_i \qquad (9)$$

Cette formule permet le passage des densités de population des niveaux réels composant un "niveau effectif" à la densité de population de ce dernier. Puisqu'on suppose qu'il y a équilibre statistique entre les niveaux i, à la température T, on peut écrire :

$$n_N = n_{i_1} + \sum_{i=i_2}^{i_\lambda} n_i (g_i / g_{i_1}) \exp[-E_{i_1 i}/(kT)] \qquad (10)$$

suivant la loi de BOLTZMANN (Eq.(7.15)). Dans l'Eq.(10) on a $E_{i_1 i} \equiv |E_i^x - E_{i_1}^x|$

Quand les niveaux i et i_1 sont énergétiquement voisins (p. ex $E_{i_1,i} \approx 1000\ cm^{-1}$), ce qui est généralement le cas et la température de quelques milliers de °K , on a $E_{i_1 i} \ll kT$; on peut donc approximer les Eqs.(9) et (10) et on écrit :

$$n_N \simeq \frac{n_{i_1}}{g_{i_1}} \left(g_{i_1} + \sum_{i=i_2}^{i_\lambda} g_i\right)$$

soit

$$\left.\begin{aligned} n_{i_1} &= n_N \frac{g_{i_1}}{\sum\limits_{i=i_1}^{i_\lambda} g_i} = n_N \frac{g_{i_1}}{g_N} \\ &\vdots \\ n_{i_\lambda} &= n_N \frac{g_{i_\lambda}}{\sum\limits_{i=i_1}^{i_\lambda} g_i} = n_N \frac{g_{i_\lambda}}{g_N} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

4. CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION ET DES FORCES D'OSCILLATEUR (TRANSITIONS LIE-LIE).

La formation des équations statistiques nécessite la connaissance des probabilités de transition entre les "niveaux effectifs" du "modèle atomique idéalisé". Le calcul est fait à partir des probabilités de transition de l'atome d'argon dont un grand nombre de valeurs est donné par WIESE, SMITH et MILES (1969). Elles proviennent de calculs et d'expériences effectués antérieurement par différents auteurs. Nous les avons toujours utilisé à titre de comparaison. Ces valeurs étant insuffisantes, nous avons aussi utilisé :

—— A. Les différentes valeurs données dans la littérature sous forme de probabilités de transition ou de forces d'oscillateur (VAN HOUWELINGEN et KRUITHOF 1971, ERMAN et MARTISON 1973, McCONKEY et DONALDSON 1973) que nous avons normalisées pour les rendre cohérentes.

—— B. Les résultats de calculs faits dans le couplage intermédiaire (GARSTANG et VAN BLERKOM 1965, JOHNSTON 1967, MURPHY 1968, WIESE et al. 1969, CHEN 1971). Dans ce cas, on considère que les niveaux de l'atome d'argon sont couplés en partie suivant un schéma jK et en partie suivant un schéma LS. Ainsi nous avons obtenu des probabilités non nulles pour des transitions non permises dans le couplage jK.

—— C. Les résultats de nos calculs (DRAWIN et KATSONIS 1976) que nous décrivons brièvement dans ce chapitre.

Les valeurs des probabilités de transition et des poids statistiques de chaque "niveau effectif" étant calculées on peut facilement évaluer les forces d'oscillateur correspondantes (§ 4.3).

4.1. LE CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSITION DE L'Ar EN COUPLAGE jK.

On sait que la probabilité de transition spontanée A_{ij} d'un niveau $\alpha_j J_j$ vers un autre niveau $\alpha_i J_i$ ayant une énergie d'excitation inférieure est donnée par (ALLER 1953, chap. 7):

$$A_{ij} \equiv A(\alpha_j J_j \; ; \; \alpha_i J_i) = \frac{1}{2J_j+1} \times \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3} \quad S_1 \; (\alpha_j J_j \; ; \; \alpha_i J_i) \qquad (1)$$

J_i (J_j) sont les nombres quantiques des moments angulaires totaux des configurations auxquelles appartiennent les niveaux i(j), $\alpha_i(\alpha_j)$ l'ensemble des nombres quantiques supplémentaires, nécessaires à la spécification complète des niveaux i (j) ; de plus :

$g_j = 2J_j+1$ étant le poids statistique du "niveau supérieur",
λ_{ij} la longueur d'onde de la transition $i \rightleftarrows j$,
S_1 la force absolue de raie liée à la transition $i \rightleftarrows j$,
On a numériquement :

$$A_{ij}\ [\sec^{-1}] = 2.026 \times 10^{18} S_1/(g_j \lambda_{ij}^3) \qquad (2)$$

avec λ_{ij} mesuré en Å et S_1 en unités atomiques*. BATES et DAMGAARD (1949) ont factorisé S_1 comme suit :

$$S_1 = \mathcal{S}(\mathcal{L})\ \mathcal{S}(\mathcal{M})\ \sigma^2 \qquad (3)$$

où $\mathcal{S}(\mathcal{L})$ est le "facteur de raie", dépendant des niveaux du multiplet impliqués et $\mathcal{S}(\mathcal{M})$ le facteur de multiplet, dépendant du multiplet auquel la raie appartient. Ils ont encore défini la "force de raie" :

$$\sigma^2 \equiv \frac{1}{4\ell_>^2 - 1} \left(\int_0^\infty R_i R_j r dr \right)^2 \qquad (4)$$

où $\ell_>$ est le plus grand des deux nombres quantiques orbitaux ℓ_i et ℓ_j, R_i/r, R_j/r les deux fonctions d'onde normalisées de l'électron optique effectuant la transition $i \rightleftarrows j$.

Au lieu d'utiliser l'Eq. (3) avec $\mathcal{S}(\mathcal{M})$, $\mathcal{S}(\mathcal{L})$, σ^2 donnés respectivement par GOLDBERG (1935, 1936), WHITE et ELIASON (1933) ou RUSSEL (1936), BATES et DAMGAARD (1949), nous avons utilisé les formules de WARNER (1968) et la méthode générale d'évaluation de σ dans l'approximation de COULOMB. Ceci permet la systématisation des calculs numériques nécessaires à l'aide d'un calculateur électronique. Nous avons toujours supposé qu'en dehors des raies de résonance, les niveaux de l'atome neutre de l'argon sont couplés suivant le mode jK.

On peut symboliser une transition entre configurations j et i par :

$$(n\ell)^z n_i \ell_i \rightarrow (n\ell)^z n_j \ell_j \quad (z+1 \text{ électrons}) \qquad (5)$$

Suivant WARNER (1968) nous donnons une factorisation de S_1 autre que celle de l'Eq. (3) :

$$S_1 = S_W\ (j_c K\ ;\ j'_c K') P^2 \qquad (6)$$

avec K,K' les nombres quantiques totaux (voir § 3.1), et

$$P \equiv (-1)^{\ell_j + \ell_>}\ \ell_>^{1/2} \int_0^\infty R_i(r) R_j(r) r dr \qquad (7)$$

---

* L'unité atomique d'énergie étant e^2/a_o l'unité atomique pour S_1 est $e^2 a_o^2 = 6.45 \times 10^{-36}$ erg cm^3.

A partir des Eqs (3), (4) et (7) on trouve :

$$S_w = \mathcal{S}(\mathcal{L})\mathcal{S}(\mathcal{M})/[(4\ell_>^2 - 1)\,\ell_>\,] \qquad (8)$$

Nous posons $S_w\ (j_cK\ ;\ j_c'K')\ R_{MUL}\ R_{LIN}$ avec, en couplage jK*:

$$R_{MUL} = [\![K,K']\!] \begin{Bmatrix} \ell_j & K & j_c \\ K' & \ell_i & 1 \end{Bmatrix}^2$$

$$R_{LIN} = \delta(j_c,j_c')\,[\![J,J']\!] \begin{Bmatrix} K & J & s_j \\ J' & K' & 1 \end{Bmatrix}^2 ;$$

il vient :

$$S_w\ (j_cK\ ;\ j_c'K') = \delta(j_c,j_c')\ [\![K,K',J,J']\!] \begin{Bmatrix} \ell_j & K & j_c \\ K' & \ell_i & 1 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} K & J & s_j \\ J' & K' & 1 \end{Bmatrix}^2 \qquad (9)$$

Le symbole de KRONECKER $\delta(j_c,j_c')$ est introduit, car pour $j_c \neq j_c'$, la probabilité de transition est nulle. $[\![x,y,\ldots]\!]$ signifie (2x+1) (2y+1)... Les quantités entre accolades $\{\ \}$ sont les symboles 6-j (ROTENBERG, BIVIUS, METROPOLIS et WOOTEN 1959).

Les Eqs. (2), (6), (7) et (9) sont utilisées pour le calcul des probabilités de transition de l'atome d'argon (DRAWIN et KATSONIS 1976) à l'aide d'un calculateur électronique. Les valeurs de P suivant l'Eq. (7) sont données dans l'approximation de COULOMB par des sous-programmes analogues à ceux que FRIEDRICH *et al.* (1970) ont utilisé. Les valeurs des intégrales radiales sont calculées séparément pour chaque transition entre niveaux de structure fine (ZURRO *et al.* 1973) en fonction des énergies d'excitation correspondantes. On obtient ainsi des résultats pour les transitions permises en couplage jK qui sont en bon accord avec l'expérience. JOHNSTON (1967), MURPHY (1968), CHEN (1971) ont obtenu des valeurs voisines par des calculs bien plus compliqués, dans le cas du couplage intermédiaire. Par contre les calculs des deux premiers d'entre eux, suivant un couplage jK (JOHNSTON 1967, MURPHY 1968), donnent des résultats différents.

Dans les Figs. 6 à 21 nous donnons (lignes continues) les probabilités de transition de quelques multiplets d'ArI, provenant d'une moyenne effectuée sur des valeurs calculées de la façon qu'on vient d'exposer. Cette moyenne est faite

---

* Ne pas confondre l'indice discriminant j avec les nombres quantiques j_c, J.

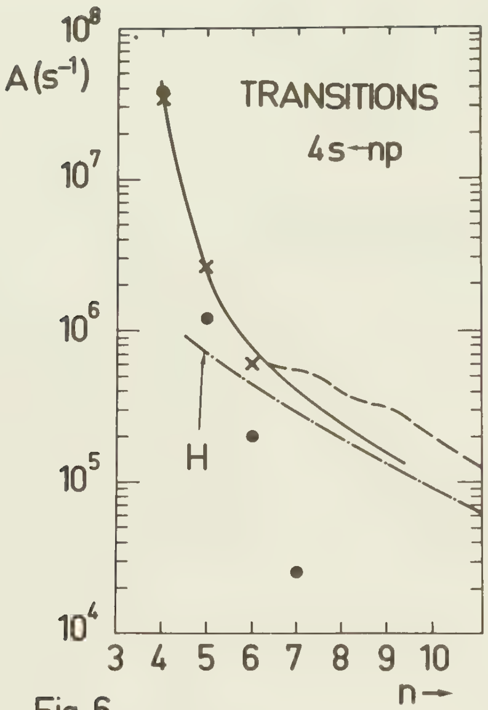


Fig. 6

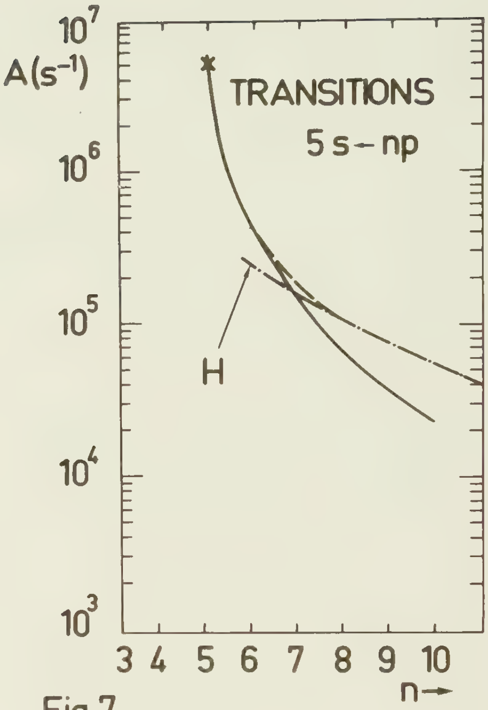


Fig. 7

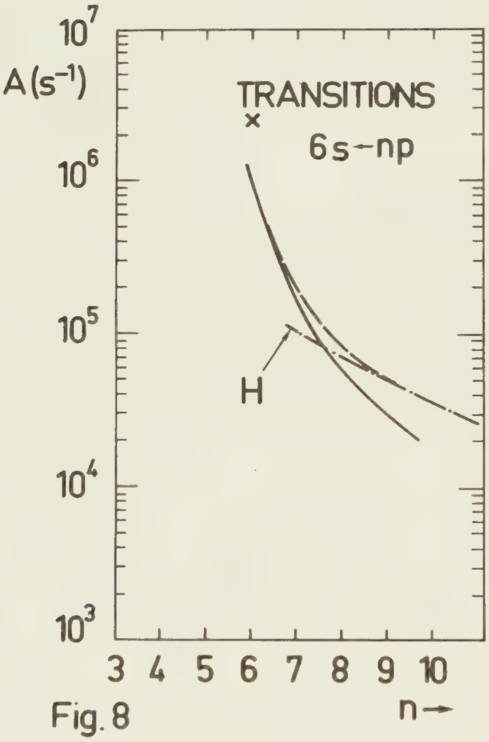


Fig. 8

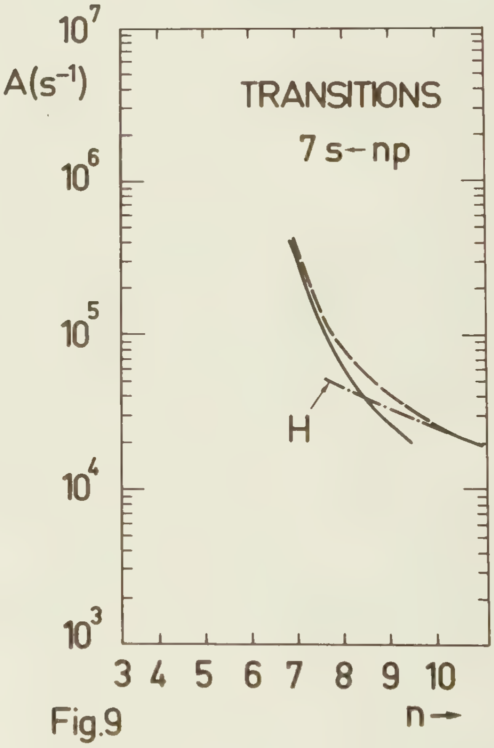


Fig. 9

<u>Figs 6 à 9</u> : Variation en fonction de n des coefficients d'EINSTEIN A pour les transitions 4s←np, 5s←np, 6s←np, 7s←np.

——— argon, calculs avec les niveaux énergétiques connus

– – – – argon, calculs avec tous les niveaux prévus par le couplage jK

× argon, couplage intermédiaire

• argon, moyenne des valeurs données par WIESE, SMITH et MILES (1969)

—·—·— hydrogène

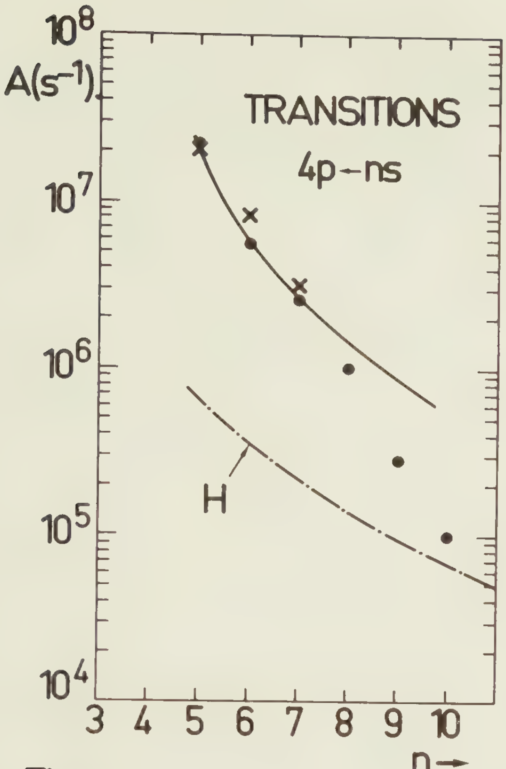


Fig.10

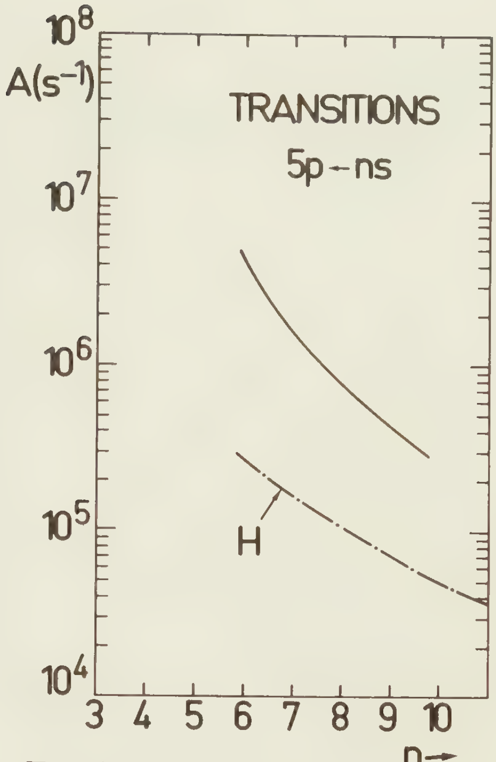


Fig.11

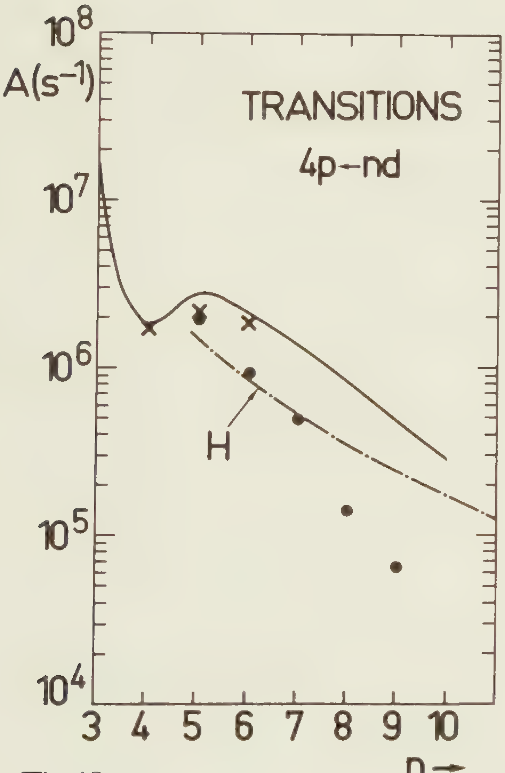


Fig.12

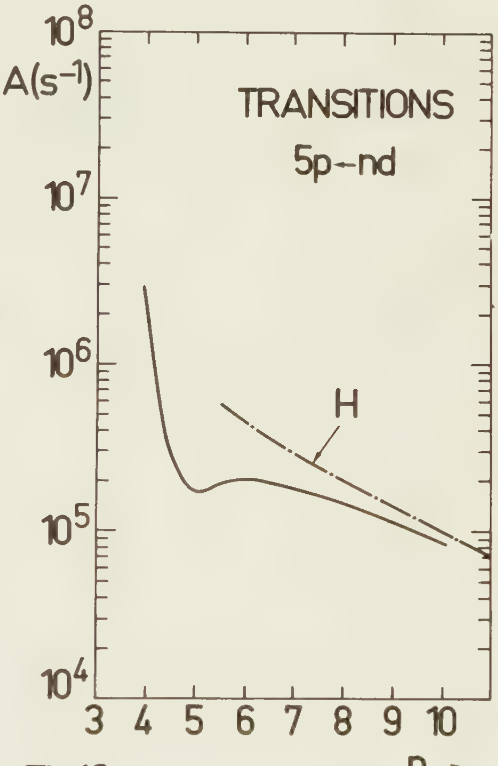


Fig.13

<u>Figs 10 à 13</u> : variation en fonction de n des coefficients d'EINSTEIN A pour les transitions 4p←ns, 5p←ns, 4p←nd, 5p←nd.

——— argon, calculs avec les niveaux énergétiques connus

—·—·—· hydrogène

× argon, couplage intermédiaire

• argon, moyenne des valeurs données par WIESE, SMITH et MILES (1969)

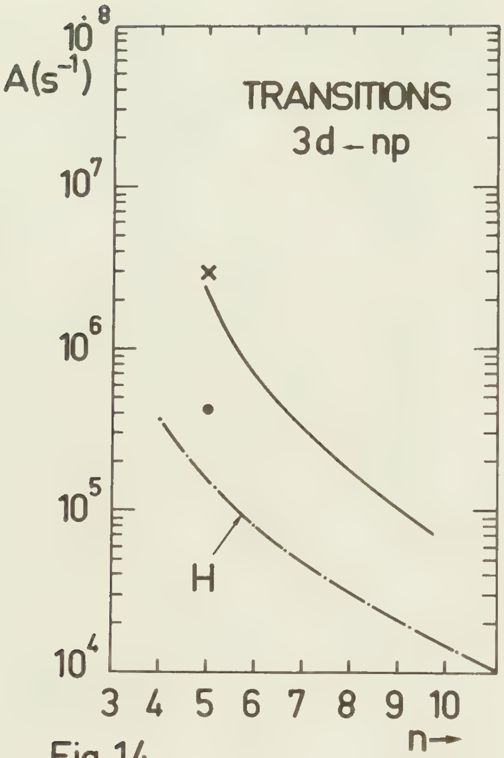


Fig. 14

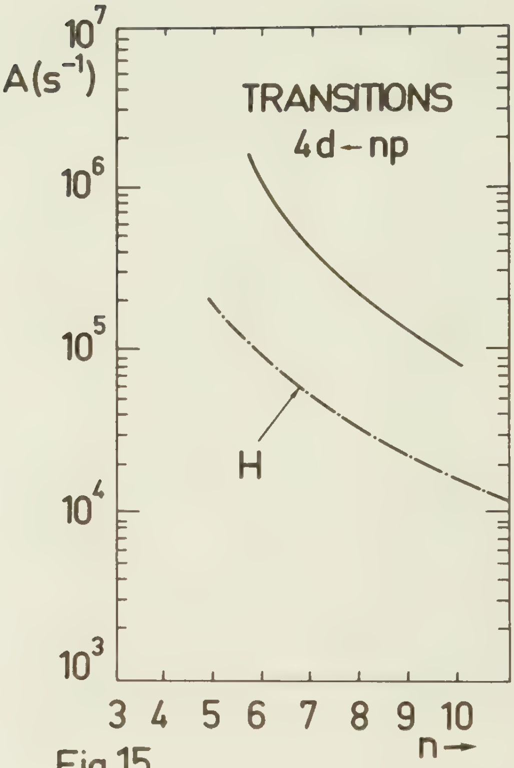


Fig.15

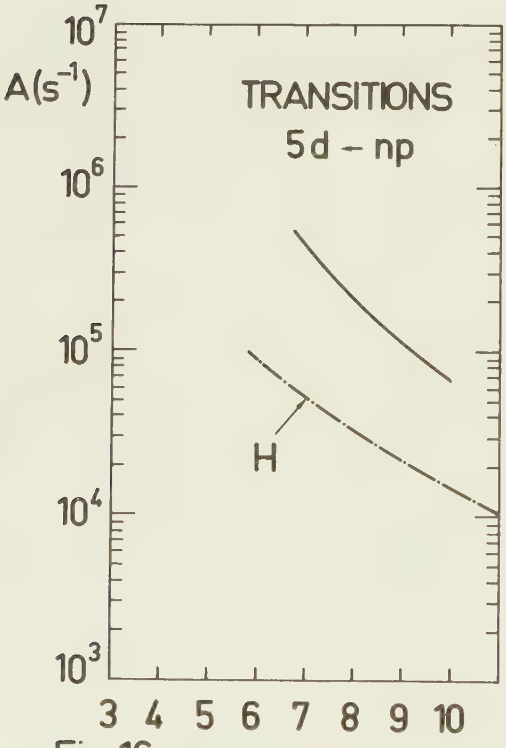


Fig. 16

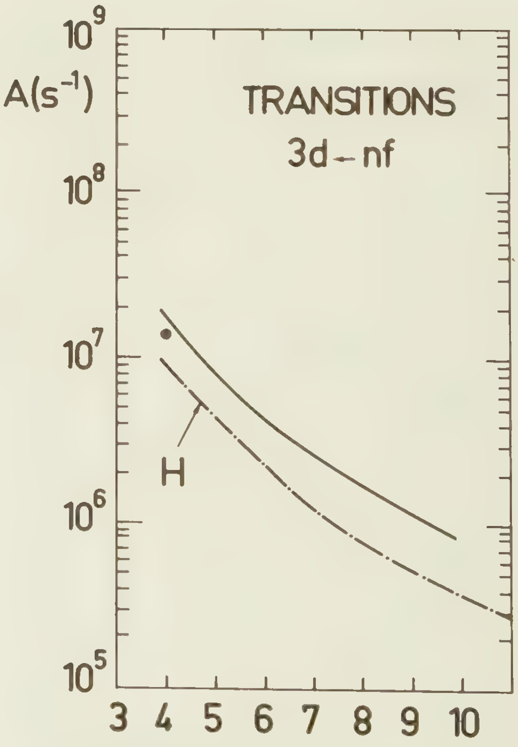


Fig.17

Figs 14 à 17 : Variation en fonction de n des coefficients d'EINSTEIN A pour les transitions 3d←np, 4d←np, 5d←np, 3d←nf.

——— argon, calculs avec les niveaux énergétiques connus

—·—·— hydrogène

× argon, couplage intermédiaire

• argon, moyenne des valeurs données par WIESE, SMITH et MILES (1969)

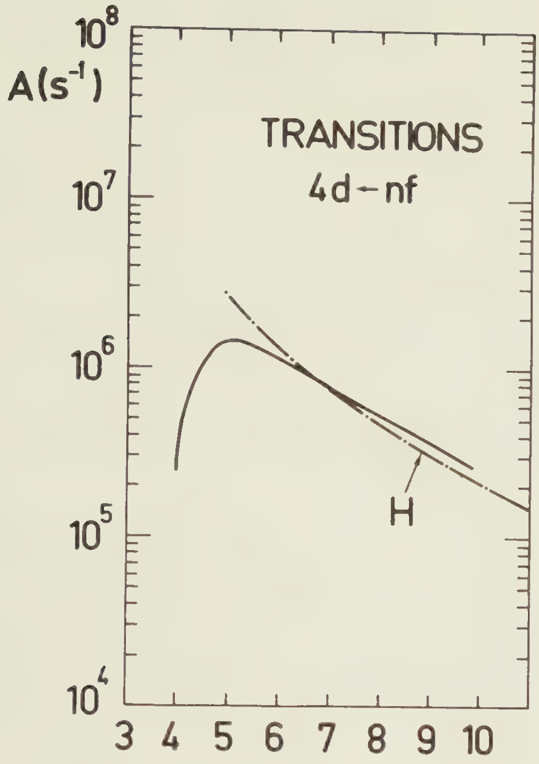


Fig.18 n→

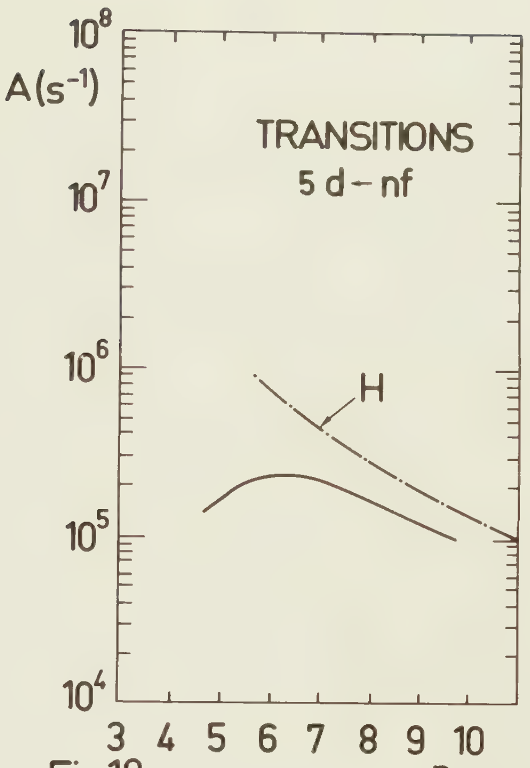


Fig.19 n→

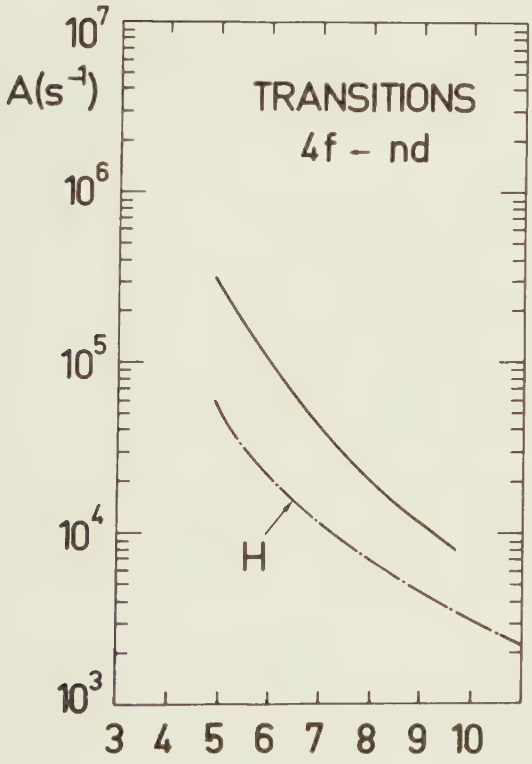


Fig.20 n→

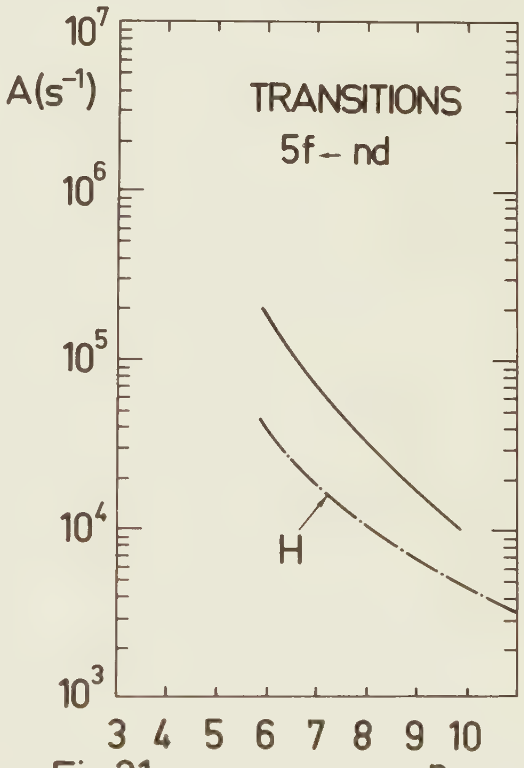


Fig.21 n→

<u>Figs 18 à 21</u> : Variation en fonction de n des coefficients d'EINSTEIN A pour les transitions 4d←nf, 5d←nf, 4f←nd, 5f←nd.

——————— argon, calculs avec les niveaux énergétiques connus.

—·—·—· Hydrogène.

suivant la formule :

$$A_{ij} = \sum_{n,n'} (A_{i_n j_{n'}} g_{j_{n'}}) / \sum_{n'} g_{j_{n'}} \tag{10}$$

(voir WIESE, SMITH et GLENNON 1966, Eq. 9) ; les i_n représentent les niveaux composant la configuration "inférieure", les $j_{n'}$ ceux de la configuration "supérieure". Pour des multiplets, i et j sont des nombres quantiques orbitaux.

4.2. LES PROBABILITES DE TRANSITION ENTRE "NIVEAUX EFFECTIFS". METHODES EMPIRIQUES.

On évalue les probabilités de transition entre "niveaux effectifs" du modèle atomique idéalisé à partir des probabilités de transition des niveaux réels, en faisant la moyenne en ce qui concerne le "niveau supérieur" et en sommant en ce qui concerne le "niveau inférieur" d'après l'Eq. (10). Avec les indices N,M que nous utilisons pour les "niveaux effectifs" et i,j pour les niveaux réels, on écrit :

$$A_{NM} = \sum_{i,j} (A_{ij} g_j) / \sum g_j \tag{11}$$

La sommation porte sur l'ensemble des niveaux réels i et j regroupés dans chaque "niveau effectif"N et M respectivement . Eventuellement il y a des niveaux pour lesquels une telle sommation n'est pas indispensable (p.ex. niveau N = 4, voir Table 2).

Il se pose maintenant deux problèmes interdépendants :

——— A. Comment évaluer les probabilités de transition des niveaux réels dont l'énergie d'excitation n'est pas connue exactement ?

——— B. Comment réduire le travail que nécessiterait le calcul des probabilités de transition pour tous les niveaux à considérer (p.ex. jusqu'au nombre quantique principal n=50) ?

La solution de ces deux problèmes peut se baser sur l'observation suivante : pour le même multiplet quand les "forces de raies" de ArI et de HI sont voisines, les probabilités de transition correspondantes le sont aussi. En effet on démontre (DRAWIN et KATSONIS 1976) que $(\Sigma R_{LIN})\, R_{MUL}$, avec la sommation étendue à l'ensemble des raies d'un multiplet, a la valeur 2 pour tous les multiplets d'HI et 12 pour ceux d'ArI. Le rapport des poids statistiques des termes correspondants étant (§ 3.2) :

$$g^H/g^{Ar} = \frac{(2\ell+1)(2s+1)}{6(2\ell+1)(2s+1)} = \frac{1}{6}$$

on trouve pour les probabilités de transition de multiplets entiers [voir Eqs. (2), (3)]

$$\frac{A^H}{A^{Ar}} = \frac{(S_1^H/g^H)\ \sigma_H^2}{(S_1^{Ar}/g^{Ar})\ \sigma_{Ar}^2} = \frac{(2/1)\ \sigma_H^2}{(12/6)\ \sigma_{Ar}^2} = \frac{\sigma_H^2}{\sigma_{Ar}^2} \qquad (12)$$

donc

$$A^H \rightarrow A^{Ar} \quad \text{quand} \quad \sigma_H \rightarrow \sigma_{Ar}$$

Dans l'Eq. (12) nous avons considéré que les σ_H, σ_{Ar} étaient les mêmes pour toutes les transitions appartenant à chaque multiplet, ce qui est juste théoriquement (les mêmes fonctions d'onde intervenant dans le calcul des intégrales radiales) mais non suivi dans les calculs numériques approximatifs de l'intégrale radiale [Eq. (7)].

——— A. Pour évaluer les probabilités de transition des niveaux dont l'énergie d'excitation n'est pas connue exactement, on utilise les Figs. 6 à 21, sur lesquelles on a représenté graphiquement : les valeurs des probabilités de transition pour hydrogène données par HERDAN et HUGHES (1961) (-·-·-·) ; les résultats calculés (§ 4.1) à partir des énergies d'excitation données par WIESE, SMITH et MILES (1969) et NORLEN (1973), ou imposées suivant un déplacement empirique des niveaux de configurations homologues (———).

Avec les énergies considérées on a obtenu des courbes (-----) qui, pour des multiplets correspondant à des nombres quantiques principaux élevés (p.ex. 5s ← 9 p Fig. 7 ; 6s ← 10 p Fig. 8), s'approchent progressivement de celles de l'hydrogène. Ces courbes donnent les valeurs des probabilités de transition jusqu'au nombre quantique principal n=10.

On a aussi représenté sur les Figs. 6 à 21 les moyennes des valeurs en couplage intermédiaire (Eq. 10) données par les auteurs cités § 4.1 et celles données par WIESE, SMITH et MILES (1969) désignées par X et • respectivement. Pour de grands nombres quantiques principaux ces dernières sont trop petites. En effet, parmi les composantes de la moyenne relative à chaque multiplet il manque un grand nombre de transitions.

Bien que les différences entre les moyennes des valeurs données dans l'hypothèse d'un couplage intermédiaire et nos valeurs dans l'hypothèse d'un couplage jK soient petites (voir p.ex. Figs 6, 7, 10) nous avons renormalisé les

premières afin de les utiliser également (voir au début du chapitre, cas B, page 41).

Comme on l'a vu pour les niveaux énergétiques (§ 3.1), observons encore que généralement les différences entre les probabilités de transition pour HI et ArI s'amenuisent quand les nombres quantiques principaux, mais surtout orbitaux, augmentent ; il y aurait ainsi p.ex. une coincidence totale pour les transitions f-g (non représentées).

—— B. Passons maintenant au second problème, à savoir la réduction du temps de calcul à effectuer quand au moins l'un des deux nombres quantiques principaux est $n \geq 10$.

On a d'abord utilisé l'approximation asymptotique donnée par UNSÖLD (1968) pour étendre le tableau des forces d'oscillateur de l'atome d'hydrogène données pour $n \leq 16$ par KARZAS et LATTER (1961) jusqu'au nombre quantique principal n=50. GOLDWIRE (1968) et MENZEL (1969) donnent aussi des valeurs des forces d'oscillateur pour les transitions entre niveaux énergétiques élevés de l'hydrogène. On a ainsi des valeurs pour les différents multiplets caractérisés par les nombres quantiques ℓ quand un seul des deux nombres quantiques principaux n est supérieur ou égal à 10 et les multiplets entiers quand les nombres quantiques principaux sont plus grands que 9.

Ensuite on a utilisé la formule bien connue (JEFFERIES 1968 § 4.2.1) :

$$A_{ij} = f_{ji} \frac{g_i}{g_j} \frac{8\pi^2 e^2}{m_e c^3} \nu_{ij} \qquad (14)$$

pour obtenir les probabilités de transition A_{ij} correspondant aux forces d'oscillateur f_{ji} déjà calculées. g_i (g_j) est le poids statistique de la configuration i(j) de l'atome d'hydrogène (voir § 3.2),

m_e , e la masse et la charge électroniques, c la vitesse de la lumière,

ν_{ij} la fréquence du rayonnement résultant, suivant $h\nu_{ij} = E^I_i - E^I_j$ (15)

En remplaçant dans l'Eq. (14) les constantes par leurs valeurs numériques et en exprimant la fréquence en fonction de la longueur d'onde λ_{ij}, on arrive à :

$$A_{ij} = 6.666 \times 10^{15} \, (g_i/g_j) \, f_{ji} \, \lambda_{ij}^{-2} \qquad (16)$$

où λ_{ij} est exprimé en Å et A_{ij} en s^{-1}. De cette façon on a calculé des probabilités de transition pour les multiplets d'HI, qui sont proches de celles d'ArI quand le nombre quantique n augmente.

Après avoir calculé les probabilités de transition des multiples réels d'ArI, il reste à évaluer ces mêmes quantités pour les différentes transitions

entre les "niveaux effectifs" N et M du modèle utilisé :

—— I. Transitions à partir d'un "niveau effectif" avec $n \geq 10$ vers un niveau avec $n \leq 9$. Alors on peut encore distinguer deux types de "niveaux effectifs" :

Type a) Ceux dont tous les niveaux réels ont le même nombre quantique orbital ℓ = s,p,d ou f (niveaux simples).

Type b) Ceux dont les niveaux réels ont des nombres quantiques orbitaux différents (niveaux composés) :
(s et d), (f et g), (f,g et h), (f,g,h et i), (d,f,g,h,i,k), (p,d,f,g,h,i,k et l)

Rappelons que pour $n \geq 10$ on a regroupé tous les niveaux possibles pour chaque nombre quantique principal.

Les transitions permises dans le "modèle idéalisé" proviennent des transitions permises de l'atome réel. Pour les "niveaux simples" avec $n \leq 9$ (Type a) , puisque $\ell \leq 3$ les transitions permises viennent de ces constituants des "niveaux effectifs" avec $n > 9$ qui correspondent aux nombres quantiques $\ell \leq 4$ (ℓ=s,p,d,f,g). On peut donc calculer les probabilités de transition dans une approximation hydrogénoïde en prenant les valeurs pour HI des multiplets correspondants et en sommant suivant l'Eq. (11) avec les poids statistiques de l'ArI. Cette approximation est suffisante. En effet les plus grands écarts entre les probabilités de transition des deux éléments HI et ArI se présentent pour des multiplets entre termes s,p,d avec un poids statistique faible devant les termes ayant de grands nombres quantiques orbitaux (niveaux f,g,..).

—— II. Transitions entre deux "niveaux effectifs" ayant des nombres quantiques principaux $n \geq 10$. Nous avons utilisé simplement les valeurs hydrogénoïdes des probabilités de transition valables pour les supermultiplets, puisque chaque "niveau effectif" de cette catégorie comporte toutes les valeurs possibles du nombre quantique ℓ relatives à chaque nombre quantique principal n.

Dans la Table 2 nous donnons à titre d'exemple quelques-unes des probabilités de transition obtenues ainsi. Pour des tables contenant la totalité des valeurs calculées voir DRAWIN et KATSONIS (1976).

4.3. LES FORCES D'OSCILLATEUR DU MODELE IDEALISE.

Les probabilités de transition entre les "niveaux effectifs" de notre modèle atomique, calculées de la façon qu'on vient d'exposer, sont utilisées dans les équations statistiques du modèle C-R. De plus, pour le calcul de différents coefficients de collision il est nécessaire de connaître les forces d'oscillateur correspondantes (voir Chap. 6). Pour obtenir des valeurs cohérentes avec les probabilités de transition nous avons utilisé directement une formule provenant d'une

adaptation de l'Eq. (16) aux "niveaux effectifs". Pour une transition entre deux "niveaux effectifs" N et M du modèle on a :

$$f_{NM} = 1.5 \times 10^{-16} \lambda_{NM}^{2} A_{NM} \, G_M/G_N \qquad (17)$$

avec M l'indice du "niveau effectif" supérieur ; λ_{NM} est calculé en fonction des énergies d'ionisation E_M^I, E_N^I [Eq.(15)]. Dans l'Eq.(17) λ_{NM} doit s'exprimer en Å et A_{NM} en s^{-1} ; la force d'oscillateur est sans dimensions.

L'utilisation de l'Eq. (17) nous dispense du travail que représenterait le calcul séparé de la force d'oscillateur pour chaque paire de niveaux réels suivant l'Eq. (16) et l'addition des valeurs résultantes suivant les lois convenables (sommation pour les "niveaux supérieurs" et moyenne pondérée à l'aide des poids statistiques pour les "niveaux inférieurs", SOBEL'MAN (1972, § 33). Pour une table des valeurs ainsi calculées voir DRAWIN et KATSONIS (1976).

5. SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE PHOTOIONISATION ET DE RECOMBINAISON RADIATIVE (TRANSITIONS LIE-LIBRE ET LIBRE-LIE)

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'interaction rayonnement-matière concernant l'ionisation et la recombinaison à un seul photon. Les coefficients de photoïonisation et de recombinaison radiative (photorecombinaison), caractéristiques de ces processus, peuvent s'exprimer en fonction des sections efficaces correspondantes.

Conformément au modèle atomique établi nous utiliserons l'approximation hydrogénoide dans tous les cas où les quantités à évaluer se rapportent à des nombres quantiques principaux élevés. Par contre, les niveaux de faibles énergies d'excitation sont examinés en détail.

Nous commençons donc par l'étude des sections efficaces de photoionisation et de photorecombinaison des systèmes hydrogénoides, plus spécialement pour l'hydrogène dans l'approximation quasi-classique de KRAMERS (Q-C). En supposant que le champ photonique est planckien et que la distribution de la vitesse des électrons est maxwellienne, on déduit les coefficients de photoïonisation et de photorecombinaison. A l'aide de ces valeurs et des données expérimentales et théoriques sur la photoïonisation des différents niveaux de l'atome d'argon, nous avons calculé les coefficients de recombinaison pour les "niveaux effectifs" de notre modèle idéalisé.

Dans ce chapitre, la photoïonisation est examinée uniquement en ce qui concerne sa relation avec la recombinaison. Son influence globale sur l'état du plasma, négligée dans le cas des plasmas optiquement minces, sera étudiée dans le cadre des plasmas optiquement épais (chap. 8.).

5.1. SECTIONS EFFICACES DE PHOTOIONISATION ET DE PHOTORECOMBINAISON DES HYDROGENOIDES

Le bilan énergétique des processus inverses de photoïonisation et de recombinaison radiative (Eq.(2.33)) s'écrit comme suit :

$$h\nu = \hbar\omega = E^x_\gamma - E^x_i + E = E^I_i + E^{x_1}_\gamma + E \,, \quad h\nu \geq E^I_i \qquad (1)$$

avec $h\nu$: énergie du photon incident ou émis, E^I_i : énergie d'ionisation du niveau i (voir Fig. 2), E^x_γ : énergie d'excitation à partir du niveau fondamental de l'atome neutre du niveau de l'ion formé, $E^{x_1}_\gamma$: énergie d'excitation à partir de la première limite d'ionisation du niveau γ de l'ion.

E, l'énergie cinétique de l'électron libre, est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} m_e v^2 \qquad (2)$$

avec m_e et v la masse et la vitesse électroniques.

Le principe du bilan détaillé (MILNE 1930,a) introduction) donne la relation :

$$q^2 g_\gamma \, \sigma(\gamma q\,;i) = k^2 g_i \, \sigma(i\,;\gamma q) \tag{3}$$

entre les sections efficaces de photoïonisation $\sigma(i;\gamma q)$ et de photorecombinaison $\sigma(\gamma q;i)$, que nous désignerons plus brièvement par σ^P et σ^R respectivement; g_γ et g_i sont les poids statistiques. q est ici la valeur absolue du vecteur d'onde de l'électron libre donnée par :

$$q \equiv \sqrt{2m_e\, E/\hbar^2} \tag{4}$$

et $k = \omega/C$ le nombre d'onde du photon.*

Nous considérons pour simplifier que γ se réfère uniquement au niveau fondamental de l'ion formé c.à.d. que le photon ionisant ne forme pas d'ions excités. Alors $E_\gamma^{xl}=o$ et le bilan des énergies (1) devient :

$$h\nu = E_i^I + E = E_i^I + 1/2\; m_e v^2 \tag{5}$$

Pour les hydrogénoides, i est le nombre quantique principal n et on a :

$$g_\gamma / g_n = 1/(2n^2) \tag{6}$$

et en utilisant l'Eq. (3) on trouve la relation de MILNE (1930) sous la forme :

$$\sigma_n^P = \frac{q^2}{k^2}\,\frac{1}{2n^2}\,\sigma_n^R = \frac{m_e c^2 E}{\hbar^2 \omega^2}\,\frac{\sigma_n^R}{n^2} \tag{7}$$

5.1.1. NIVEAU FONDAMENTAL (n=1) DE L'HYDROGENE

La forme générale de σ^R et σ^P dans l'approximation non relativiste est donnée en fonction de l'intégrale radiale :

$$I = \int R\, r\, R'\, r^2 dr$$

où R et R' sont les fonctions d'onde radiales correspondant aux niveaux n et γ. Pour la section efficace de photoïonisation on a la relation (SOBEL'MAN 1972, § 34) :

$$\sigma^P = \frac{m_e c^2 E\, \sigma^R}{\hbar^2 \omega^2} = \frac{4\pi e^2 \omega}{3c}\, I^2$$

Dans le cas que nous considérons ici la valeur de I peut se calculer facilement. On trouve (BETHE et SALPETER 1957, § 71) :

$$I = 2^4 a_o^{3/2} e^{-2} \,[\kappa^2/(1+\kappa^2)]^{5/2}\, \sqrt{f(\kappa)}$$

---

* Le nombre d'ordre k ne doit pas être confondu avec la constante de Boltzmann k.

avec $f(\kappa) = \exp(-4\kappa \cot^{-1}\kappa)/[1-\exp(-2\pi\kappa)]$ et $\kappa \equiv \sqrt{Ry/E}$.

puisque $Ry=e^4 m_e/(2\hbar^2)$ et $E=1/2 m_e v^2$, κ s'écrit :

$$\kappa = \sqrt{e^4 m_e (2\hbar^2 \frac{1}{2} m_e v^2)^{-1}} = e^2/(\hbar v).$$

Il est commode d'introduire ici la fréquence cyclique limite d'absorption d'un photon pour le niveau fondamental de l'hydrogène :

$$\omega_s = E_{\infty,H}/\hbar = Ry/\hbar \ ;$$

on a dans ce cas :

$$\kappa^2 = \omega_s/(\omega - \omega_s) \tag{9}$$

En introduisant la valeur de I ainsi exprimée dans l'Eq. (8) on trouve les formules de l'approximation non relativiste :

$$\sigma^R = \frac{2^8\pi^2}{3}\alpha^3 \frac{\omega_s^3}{\omega^2(\omega-\omega_s)} \frac{\exp(-4\cot^{-1}\kappa)}{1-\exp(-2\pi\kappa)} \cdot a_o^2 \tag{10a}$$

$$\sigma^P = \frac{2^9\pi^2}{3} \alpha(\frac{\omega_s}{\omega})^4 \frac{\exp(-4\kappa\cot^{-1}\kappa)}{1-\exp(-2\pi\kappa)} a_o^2 \tag{10b}$$

où $1/\alpha \equiv \hbar c/e^2$ est la constante de structure fine.

On distingue deux comportements asymptotiques des expressions (10) :

I. <u>Près de la limite de photoabsorption</u>, c.à.d. pour $\omega \gtrsim \omega_s$, soit $\kappa >> 1$. Quand $\omega \to \omega_s$, $\kappa \to \infty$ et σ^P est maximum; la valeur limite est :

$$\sigma^P_{MAX} = 0.225\ a_o^2 = 6.29\quad 10^{-18}\ cm^2.$$

II. <u>Loin de la limite de photoabsorption</u>, c.à.d. pour $\omega >> \omega_s$, soit $\kappa << 1$. Dans ce cas, à l'aide d'un développement limité on trouve :

$$\sigma^R_B \to \frac{2^7}{3}\pi\alpha^3 \frac{\omega_s^2}{\omega(\omega-\omega_s)} (\frac{\omega_s}{\omega})^{1/2} a_o^2 \qquad \propto \omega^{-5/2} \tag{11a}$$

$$\sigma^P_B \to \frac{2^8\pi}{3}\alpha (\frac{\omega_s}{\omega})^{7/2} a_o^2 \qquad \propto \omega^{-7/2}. \tag{11b}$$

Les expressions asymptotiques (11) peuvent aussi être obtenues à partir de l'approximation de BORN qui est également utilisée dans la théorie des collisions électron-atome neutre et dans laquelle on suppose que les fonctions d'onde du continu se comportent comme des ondes planes. On devait d'ailleurs attendre ce résultat puisque pour des champs coulombiens la condition d'application de

l' approximation de BORN est :

$$Ze^2/(\hbar v) << 1$$

soit, avec Z=1 pour l'hydrogène $e^2/(\hbar v)<<1$, donc $\kappa << 1$

5.1.2. NIVEAUX EXCITES (n>1) DE L'HYDROGENE

On peut généraliser les formules (10) pour $Z\neq 1$ et pour des nombres quantiques n=2,3,4 .... Dans ce dernier cas les Eqs. (10) deviennent difficiles à manipuler. On utilise alors le plus souvent les formules dites quasi-classiques (KRAMERS 1923) qui pour le cas de l'atome d'hydrogène (Z=1) ont la forme :

$$\sigma^R_{K,n} = \frac{32}{3\sqrt{3}}\pi\alpha^3 \frac{\omega_s^2}{\omega(\omega-\omega_s/n^2)} \frac{a_o^2}{n^3} \qquad (12a)$$

FORMULES DE KRAMERS

$$\sigma^P_{K,n} = \frac{64}{3\sqrt{3}}\pi\alpha \left(\frac{\omega_s}{\omega}\right)^3 \frac{a_o^2}{n^5} \qquad (12b)$$

et numériquement

$$\sigma^R_{K,n} = \frac{2.107 \times 10^{-2}}{h\nu(h\nu - n^{-2})n^3}\ cm^2 \qquad (13a)$$

$$\sigma^P_{K,n} = \frac{7.91 \times 10^{-18}}{(h\nu)^3 n^5}\ cm^2 \qquad (13b)$$

avec l'énergie photonique $h\nu$ exprimée en Rydberg Les sections efficaces $\sigma^R_{K,n}$ $\sigma^P_{K,n}$ vérifient la relation (7), qui dans ce cas, toujours avec $h\nu$ en Rydberg, peut s'écrire :

$$\sigma^P_{K,n} = 37554.4\ \frac{(h\nu - n^{-2})}{(h\nu)^2\ n^2}\ \sigma^R_{K,n} \qquad (13c)$$

Nous avons appliqué les Eqs. (13) aussi bien pour n=1 que pour n>1. La différence entre les valeurs données par les Eqs. (10) et par les Eqs. (13) est négligeable dans la région où ω ne s'éloigne pas trop du seuil d'absorption ω_s, région qui joue un rôle prépondérant dans le calcul des coefficients de photo-ionisation et de recombinaison à cause de l'intégration. A l'aide des Eqs. (13) on a construit sur les Figs. 22 et 23 en double échelle logarithmique les courbes de σ^P et σ^R pour les nombres quantiques principaux n=1 à 10. Notons que pour n=1 les valeurs du seuil sont $\sigma^P_1=6.29\times10^{-18}cm^2$ de l'Eq. (10b) et $\sigma^P_1=7.91\times10^{-18}cm^2$ d'après l'Eq. (13b).

Sur la Fig. 22 on peut distinguer les seuils d'énergie intervenant dans la photoïonisation. On constate que les sections efficaces de photoïonisation σ^P_n

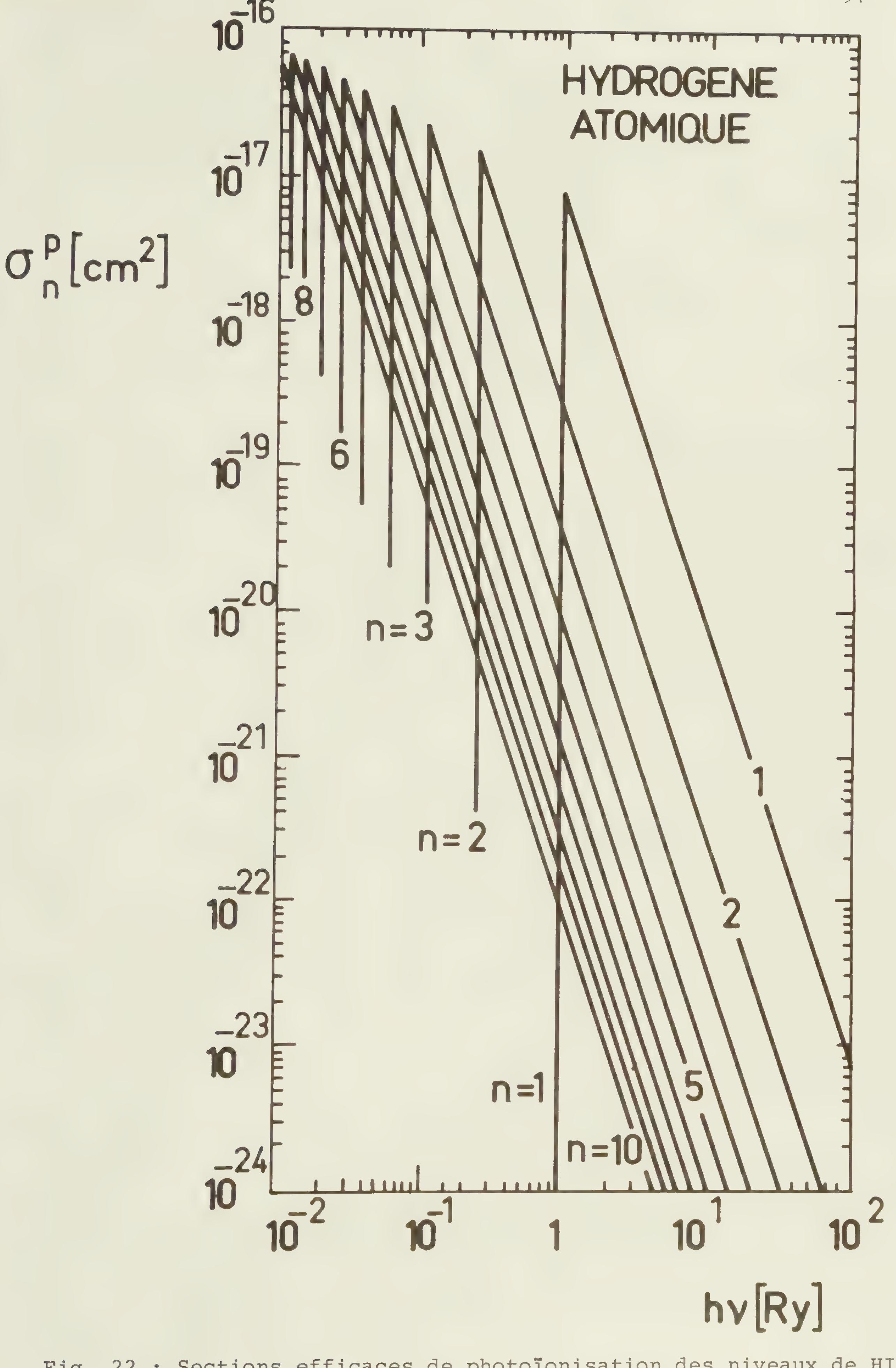


Fig. 22 : Sections efficaces de photoïonisation des niveaux de HI de nombre quantique principal n.

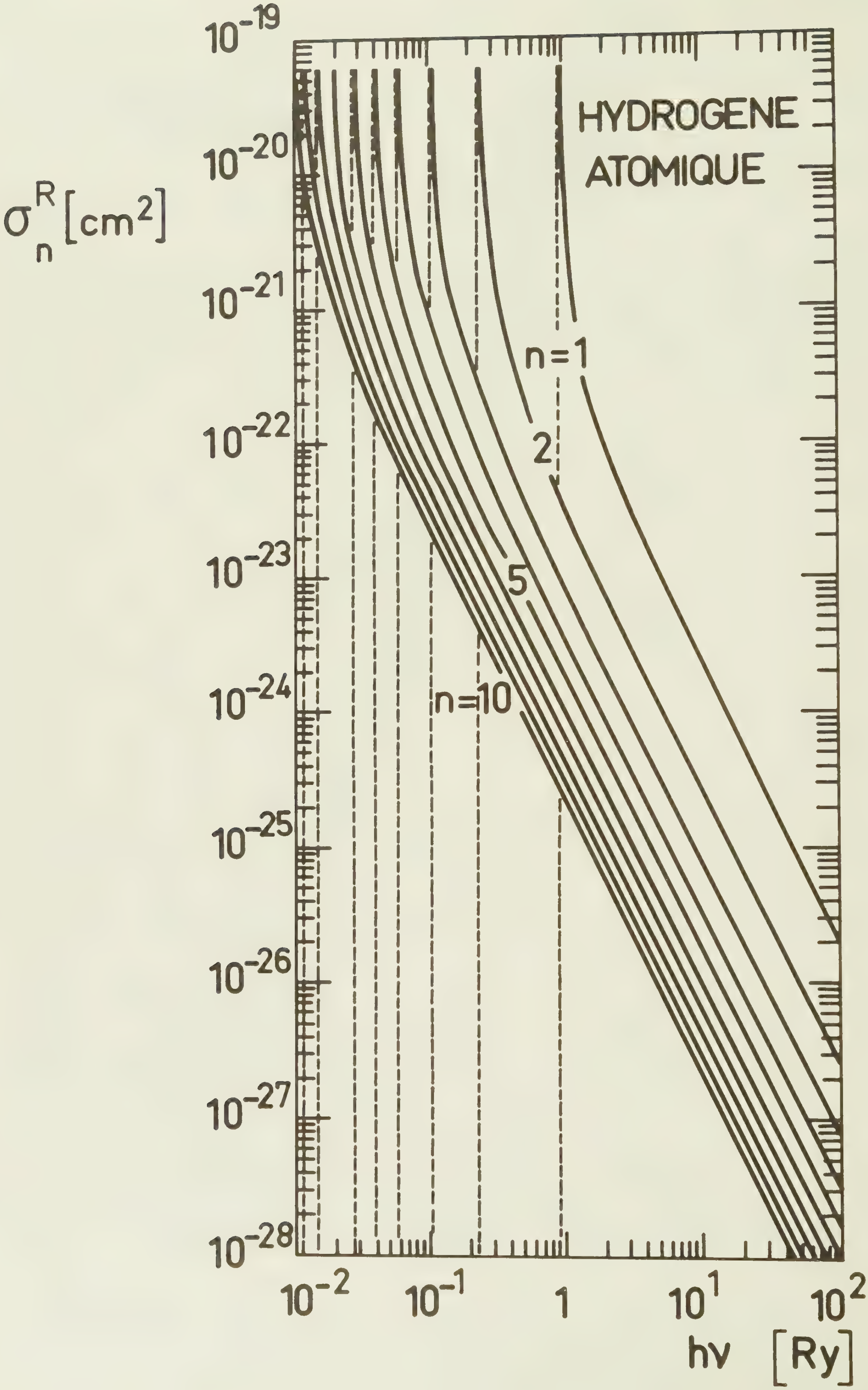


Fig. 23 : Sections efficaces de photorecombinaison dans les niveaux de HI de nombre quantique principal n.

aux seuils augmentent avec le nombre quantique principal n du niveau considéré. On constate également que pour une énergie photonique donnée, la section efficace de photoïonisation est plus grande pour un niveau de nombre quantique principal faible que pour un niveau de nombre quantique principal plus élevé.

La Fig. 23 montre que les sections efficaces de recombinaison tendent vers l'infini quand l'énergie photonique tend vers l'énergie du seuil correspondante, ce qui, pour les électrons, correspond à une énergie cinétique égale à zéro {Eqs. (1) et (5)}. Les valeurs minimales de l'énergie photonique (égales aux énergies d'ionisation correspondantes) sont également représentées sur la Fig. 23 par des lignes interrompues.

Il est à noter que l'approximation quasi-classique est valable pour $Ze^2/(\hbar v) >> 1$; les Eqs. (12) donnent donc près du seuil des valeurs voisines de celles des Eqs. (10). Au contraire, loin de la limite d'absorption on note une différence entre les valeurs données par les Eqs. (10) -qui comme on l'a vu s'identifient alors aux Eqs. (11)- d'une part et les Eqs. (12) d'autre part. Pour obtenir des valeurs correctes de σ_n^P et σ_n^R même dans les régions où $\hbar\omega$ ne vérifie pas l'approximation quasi-classique, on peut utiliser les formules simples (12) en les multipliant par un facteur de correction G (facteur de GAUNT) variant selon l'énergie du photon concerné, ce qui donne :

$$\sigma_n^{R,P} = \sigma_{K,n}^{R,P} \quad G(\omega,n)$$

plus précisément si on pose le facteur de GAUNT égal à l'unité on a une bonne approximation des sections efficaces de photoionisation et de photorecombinaison pour le visible et l'ultra-violet, mais les écarts aux valeurs vraies sont plus grands dans le domaine des fréquences élevées. KARZAS et LATTER (1961) ont donné des courbes montrant la variation du facteur de GAUNT en fonction de la fréquence du photon ν pour les niveaux hydrogénoides. SEATON (1959) exprime le facteur de GAUNT sous la forme approximative suivante :

$$G(\omega,n) = 1 + 0.1728\ n^{-2/3}(u+1)^{-2/3}(u-1) + \ldots \qquad (14)$$

avec $u \equiv (\hbar\omega/Ry)n^2/Z^2$ et $Z = 1$ pour l'hydrogène.

Dans la suite nous avons toujours pris $G(\omega,n) = 1$, l'énergie des électrons n'étant pas très grande dans les cas étudiés. On utilise des sections efficaces hydrogénoïdes pour les niveaux de nombre quantique élevé de l'argon, en tenant compte cependant du fait que les énergies des niveaux des deux atomes ainsi que leurs poids statistiques ne sont pas les mêmes. Pour les détails voir § 5.3.2.

5.2. COEFFICIENTS DE PHOTOIONISATION ET DE PHOTORECOMBINAISON

5.2.1. CAS GENERAL

Pour effectuer le calcul des taux de photoïonisation et de photorecombinaison, il faut connaître les coefficients de réaction. Ces derniers sont calculés à partir des sections efficaces correspondantes et des distributions énergétiques des photons et des électrons.

Une estimation du coefficient de recombinaison radiative $R_{i\gamma}$ est donnée par :

$$R_{i\gamma} = \int_0^\infty v f(v) \sigma^R(v) dv \equiv <\sigma^R v> \simeq <\sigma^R><v> = \sigma^R(<v>)<v> \qquad (15)$$

avec $<v> \equiv v f(v) dv$ et $f(v)$ la fonction de distribution des vitesses électroniques. En remplacant dans cette équation $<v>$ par la vitesse moyenne pour une distribution maxwellienne $<v> = \sqrt{8kT(\pi m_e)}$, fonction d'une température d'équilibre T, compte tenu des Eqs. (3), (4) on a :

$$R_{i\gamma} = <v> \frac{k^2}{q^2} \frac{g_i}{g_\gamma} \sigma^P = \frac{g_i}{g_\gamma} \frac{\hbar^2 \omega^2 <v>}{2m_e \frac{1}{2} m_e <v>^2 c^2} \sigma^P = \frac{g_i}{g_\gamma} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8kT}} \frac{\hbar^2 \omega^2}{\pi^2 m_e^2 c^2} \sigma^P .$$

Cette équation se rapporte à deux niveaux i, γ. Si de plus on suppose que $E^2 << (E_i^I)^2$ c'est-à-dire que $kT << E_i^I$, on a l'approximation :

$$(h\nu)^2 = \hbar^2 \omega^2 \simeq (E_i^I)^2$$

et finalement :

$$R_{i\gamma} = \frac{g_i}{g_\gamma} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{(E_i^I)^2}{m_e^{2/3} c^2 \sqrt{kT}} \sigma^P \qquad (16)$$

Pour un calcul plus précis des coefficients, en faisant l'hypothèse que seule la photoïonisation à partir d'un niveau i et la recombinaison radiative dans ce même niveau existent et avec $n_+ \equiv n_\gamma$ (voir § 5.1.), on peut écrire :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_i^{P,R} = -R_i n_e n_+ + n_i P_i - n_e n_+ R_i^{ST} \qquad (17)$$

$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_i^{P,R}$ désigne la variation de la densité électronique due uniquement à la photoionisation (P_i) à partir du niveau i et à la recombinaison radiative (R_i) dans ce même niveau. n_i est la densité de population du niveau i, R_i^{ST} est le coefficient de recombinaison stimulée exprimé en ($cm^3\ sec^{-1}$). P_i et R_i ont respectivement les dimensions (sec^{-1}) et ($cm^3\ sec^{-1}\ ion^{-1}$).

A l'équilibre thermodynamique local on a $dn_e/dt \equiv 0$ et l'Eq. (17) donne :

$$n_i P_i = n_e n_+ R_i + n_e n_+ R_i^{ST} \tag{18}$$

De plus l'équation de SAHA donne une relation entre $n_e n_+$ et n_i :

$$\frac{n_e n_+}{n_i} = \frac{2g_+}{g_i} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-E_i^I/kT) \tag{19}$$

avec $T_e = T_{RAD} = T$ la température d'équilibre et g_+ le poids statistique de l'ion.

L'intensité $I(\nu)d\nu$ du champ radiatif est donnée par l'équation de PLANCK :

$$B(\nu)\ d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{20}$$

et la distribution des vitesses des particules est maxwellienne; on aura par exemple pour des électrons :

$$f(\bar{v}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp[-m_e \bar{v}/(2kT)] \tag{21}$$

avec $\bar{v}$ la vitesse électronique.

Le coefficient de photoionisation P_i est donné par :

$$P_i = \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma^P(\nu) \frac{c}{h\nu} B(\nu) d\nu = \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma^P(\nu) \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad . \tag{22}$$

Cette expression n'est aisément calculable que si $e^{h\nu/kT} >> 1$ (approximation de WIEN), mais alors on ne tient plus compte de la recombinaison stimulée. On a donc adopté la méthode suivante :

- I. Calculer P_i dans l'approximation de WIEN et donc poser $R_i^{ST} = 0$ dans l'Eq. (18) (POMRANING 1973, chap. II, 9.).
- II. Tenir compte de l'influence globale de la recombinaison stimulée dans le plasma à l'aide des facteurs d'échappement Λ_i (chap. 8.).

On a alors :

$$R_i = \frac{n_i}{n_e n_+} P_i = \frac{n_i}{n_e n_+} \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_i^P(\nu) \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \exp[-h\nu/(kT)] \, d\nu$$

donc :

$$R_i = \frac{g_i}{2g_+} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} \exp[E_i^I/(kT)] \frac{8\pi}{c^2} \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_i^P(\nu)\nu^2 \exp[-h\nu/(kT)] \, d\nu$$

En introduisant l'énergie des photons, on obtient :

$$R_i = \frac{g_i}{g_+} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp[E_i^I/(kT)]}{c^2 (m_e kT)^{3/2}} \int_{E_i^I}^{\infty} \sigma_i^P(\nu)(h\nu)^2 \exp[-h\nu/(kT)] d(h\nu) \; ;$$

on a ainsi exprimé le coefficient de recombinaison R_i en fonction de la section efficace de photoïonisation σ_i^P concernant le même niveau i.

Etant donné que $m_e = 2Ry/(\alpha c)^2$, cette formule s'écrit :

$$R_i = \frac{g_i}{g_+} \frac{\alpha^3 c}{2\sqrt{\pi}} \frac{\exp[E_i^I/(kT)]}{Ry^{3/2}(kT)^{3/2}} \int_{E_i^I}^{\infty} \sigma_i^P(\nu)(h\nu)^2 \exp[-h\nu/(kT)] \, d(h\nu) \qquad (23)$$

Pour $kT \ll E_i^I$, si on suppose en outre que $(h\nu)^2\sigma^P(h\nu)$ diminue suffisamment vite avec $h\nu$, l'Eq. (23) peut s'écrire (BATES et DALGARNO 1962) :

$$R_i(T) = \frac{g_i}{g_+} \frac{\sqrt{2}\, E_i^{I^2}}{\sqrt{\pi kT}\, m_e^{3/2} c^2} \sigma_i^P(h\nu = E_i^I) \quad ;$$

On a déjà obtenu la même valeur à partir de l'Eq. (16), à un facteur M/4 près. Avec E_i^I en Rydberg, σ^P en cm^2 et T en °K on trouve numériquement :

$$R_i(T) = \frac{g_i}{g_+} \times 1.30 \times 10^6 \frac{E_i^{I^2}}{\sqrt{T}} \sigma_i^P(E_i^I) \quad cm^3 s^{-1} \tag{24}$$

Les éqs. (22) et (23) peuvent encore s'écrire sous une forme plus commode pour l'intégration :

$$P_i = \frac{8\pi}{c^2 h^3} (kT)^3 \int_{X_i^I}^{\infty} \sigma_i^P X^2 \exp(-X)\, dX \tag{25}$$

$$R_i = \frac{g_i}{g_+} \frac{\alpha^3 c}{2\sqrt{\pi}} \frac{\exp(X_i^I)}{Ry^{3/2}} (kT)^{3/2} \int_{X_i^I}^{\infty} \sigma_i^P X^2 \exp(-X)\, dX \tag{26}$$

avec $X \equiv h\nu/(kT)$ et $X_i^I = E_i^I/(kT)$. Les valeurs numériques correspondantes sont (T en °K, σ_i^P en cm^2, k en CGS) :

$$P_i = 9.6 \times 10^{58} (kT)^3 \int_{X_i^I}^{\infty} \sigma_i^P X^2 \exp(-X)\, dX \quad s^{-1} \tag{27}$$

$$R_i = \frac{g_i}{g_+} 3.23 \times 10^{19} \exp(X_i^I)(kT)^{3/2} \int_{X_i^I}^{\infty} \sigma_i^P X^2 \exp(-X)\, dX \; cm^3 s^{-1} \tag{28}$$

avec :

$$X = \frac{h\nu}{Ry} \frac{1}{k/Ry\ T[°K]} = \frac{h\nu}{Ry} \frac{157880}{T[°K]} ,$$

$$X_i^I = \frac{E_i^I}{Ry} \frac{1}{k/Ry\ T[°K]} = \frac{E_i^I}{Ry} \frac{157880}{T[°K]}$$

5.2.2. LE CAS DE L'HYDROGENE

Pour expliciter les coefficients de photoïonisation et de photorecombinaison des niveaux excités de HI, nous utilisons dans les Eqs. (25) et (26) les sections efficaces de photoïonisation et de photorecombinaison données par les Eqs. (12). L'expression quasi-classique des sections efficaces de photoïonisation des niveaux de HI s'écrit d'après l'Eq. (12a) :

$$\sigma^P_{K,n} = \frac{64}{3\sqrt{3}} \pi\alpha\left(\frac{2\pi Ry}{h2\pi\nu}\right)^3 \frac{a_o^2}{n^5} = \frac{64}{3\sqrt{3}} \frac{\pi\alpha a_o^2}{n^5} \left(\frac{Ry}{h\nu}\right)^3$$

En introduisant cette expression dans l'Eq. (25) on obtient pour le coefficient de photoïonisation d'un niveau de l'atome d'hydrogène correspondant à un nombre quantique principal n :

$$P_n = \frac{8\pi}{h^3 c^2} \frac{2^6\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha a_o^2}{n^5} Ry^3 (kT)^3 \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} (h\nu)^{-3} X^2 \exp(-X)\ dX$$

$$= \frac{2^9\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha a_o^2}{h^3} \frac{Ry^3}{c^2 n^5} \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^{-1} \exp(-X) dX$$

soit :

$$P_n = 7.87 \times 10^9 n^{-5} \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\, dX \quad s^{-1} \tag{29}$$

avec $X_1^I \equiv E_1^I/(kT) = 157880/T[°K]$.

On trouve de la même manière le coefficient de photorecombinaison :

$$R_n = \frac{g_n}{g_+} \frac{\alpha^3 c}{2\sqrt{\pi}} \frac{\exp(X_1^I/n^2)}{Ry^{3/2}} (kT)^{3/2} \frac{2^6 \pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha a_o^2}{n^5} Ry^3 \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^2 (h\nu)^{-3} \exp(-X) dX =$$

$$= \frac{g_n}{g_+} \frac{2^5}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}}\, \alpha^4 a_o^2 c \frac{Ry^{3/2}}{n^5} \frac{\exp(X_1^I/n^2)}{(kT)^{3/2}} \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\, dX$$

et numériquement :

$$R_n = \frac{g_n}{g_+} \times 1.632 \times 10^{-6}\, n^{-5} \exp(X_1^I/n^2)\, T^{-3/2} \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^{-1} \exp(-X) dX \quad cm^3 s^{-1} \tag{30}$$

avec T en °K. De plus $g_n = 2n^2$, $g_+ = 1$ puisque n se rapporte à un niveau lié de HI et g_+ à l'ion HII. On aura alors :

$$g_n/g_+ = 2n^2 \tag{31}$$

et l'Eq. (30) s'écrit :

$$R_n = 3.264 \times 10^{-6} \frac{n^{-3}}{T^{3/2}} \exp(X_1^I/n^2) \int_{X_1^I/n^2}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\, dX \quad cm^3 s^{-1} \tag{32}$$

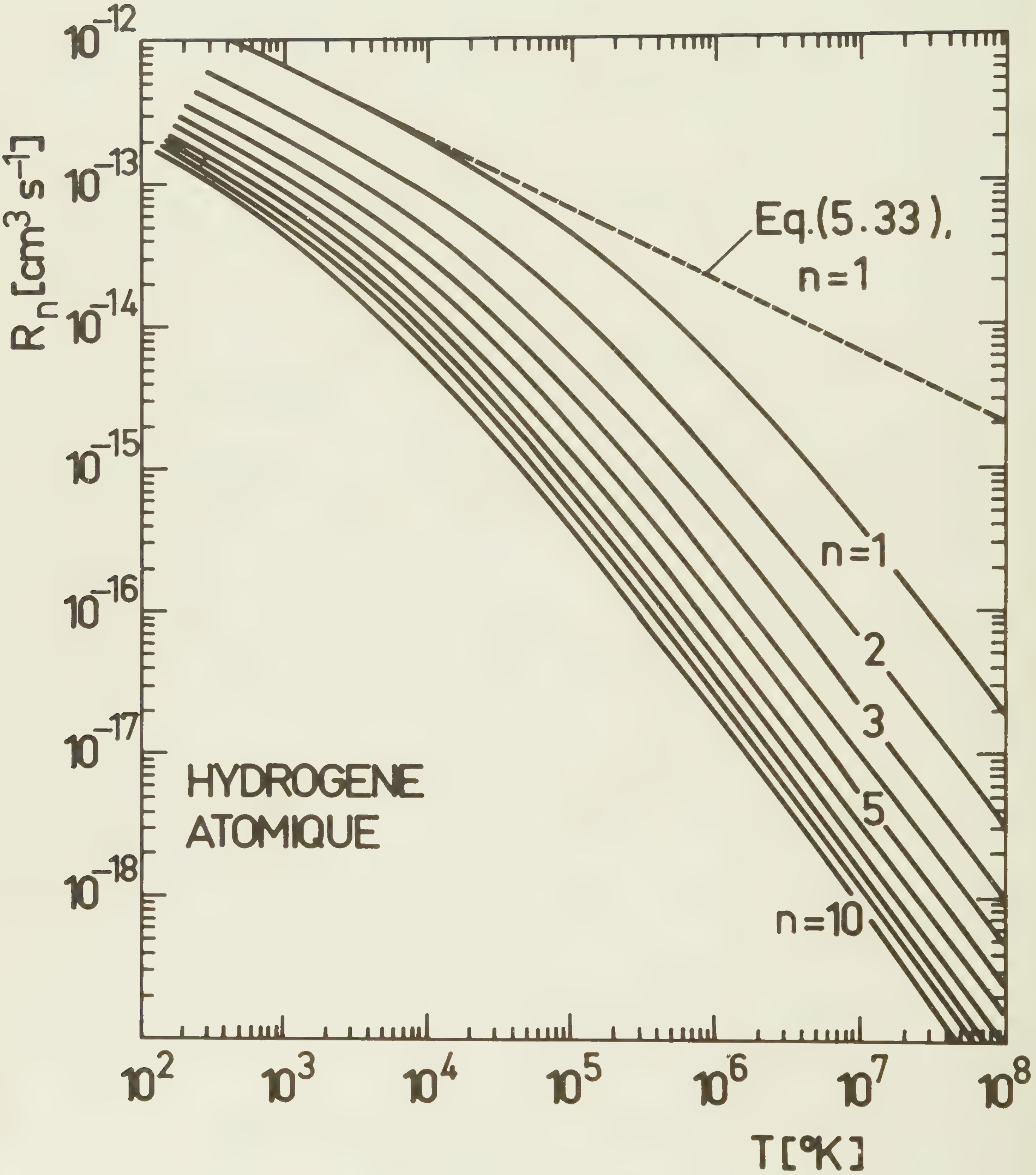


Fig. 24 : Coefficients de photorecombinaison dans les niveaux de HI de nombre quantique principal n.

Cette formule est généralement appliquée pour calculer les coefficients de recombinaison radiative dans les niveaux de l'hydrogène. Les valeurs de R_n d'après l'Eq. (32) pour les dix premiers niveaux de HI sont représentées en fonction de la température sur la Fig. 24. Précisons encore que l'approximation donnée par l'Eq. (24) conduit pour le niveau fondamental à l'expression :

$$R(T) = 20.57 \times 10^{-12} / \sqrt{T[°K]} \qquad cm^3 s^{-1} \tag{33}$$

On peut aussi voir sur la Fig. 24 que pour les températures T<10000°K l'approximation donnée par l'Eq. (33) est très satisfaisante.

5.3. SECTIONS EFFICACES DE PHOTOIONISATION ET COEFFICIENTS DE RECOMBINAISON RADIATIVE D'ARGON

Le calcul des sections efficaces et des coefficients de recombinaison radiative que nous avons utilisés pour la construction du modèle collisionnel-radiatif est basé sur l'évaluation des sections efficaces de photoïonisation correspondantes. On a porté une attention particulière au niveau fondamental en raison d'un grand nombre de travaux tant expérimentaux que théoriques relatifs à ce niveau. De même, on a examiné plus spécialement les quatre premiers niveaux excités 4s (c'est-à-dire $^3P_2$, $^3P_1$, ^3P_o, $^1P_1$) regroupés dans notre modèle atomique dans les "niveaux effectifs" N=2, N=3 (voir par exemple Fig. 38) à cause de l'intérêt qu'ils présentent (niveaux métastables ^3P_o, $^3P_2$, radiatifs $^1P_1$, $^3P_1$).

5.3.1. NIVEAU FONDAMENTAL D'ARGON

Nous avons rassemblé dans la Fig. 25 les principaux résultats déjà publiés; les courbes représentent six courbes de variation de la section efficace de photoïonisation σ_f^P pour le niveau fondamental d'argon, en fonction de l'énergie photonique $h\nu$.

KENNEDY et MANSON (1972) ont calculé les sections efficaces de photoïonisation en utilisant des fonctions d'ondes de particules indépendantes (méthode HARTREE-FOCK, ou H-F). La section efficace correspondante est fonction de la matrice dipolaire.
Puisque les fonctions d'onde utilisées ne sont qu'approximatives, les deux formes utilisées des éléments de la matrice dipolaire, à savoir la longueur dipolaire et la vitesse dipolaire (STARACE 1971) donnent des résultats différents, qui sont désignés par "e" et "d" respectivement sur la fig. 25 (lignes interrompues -----). Les

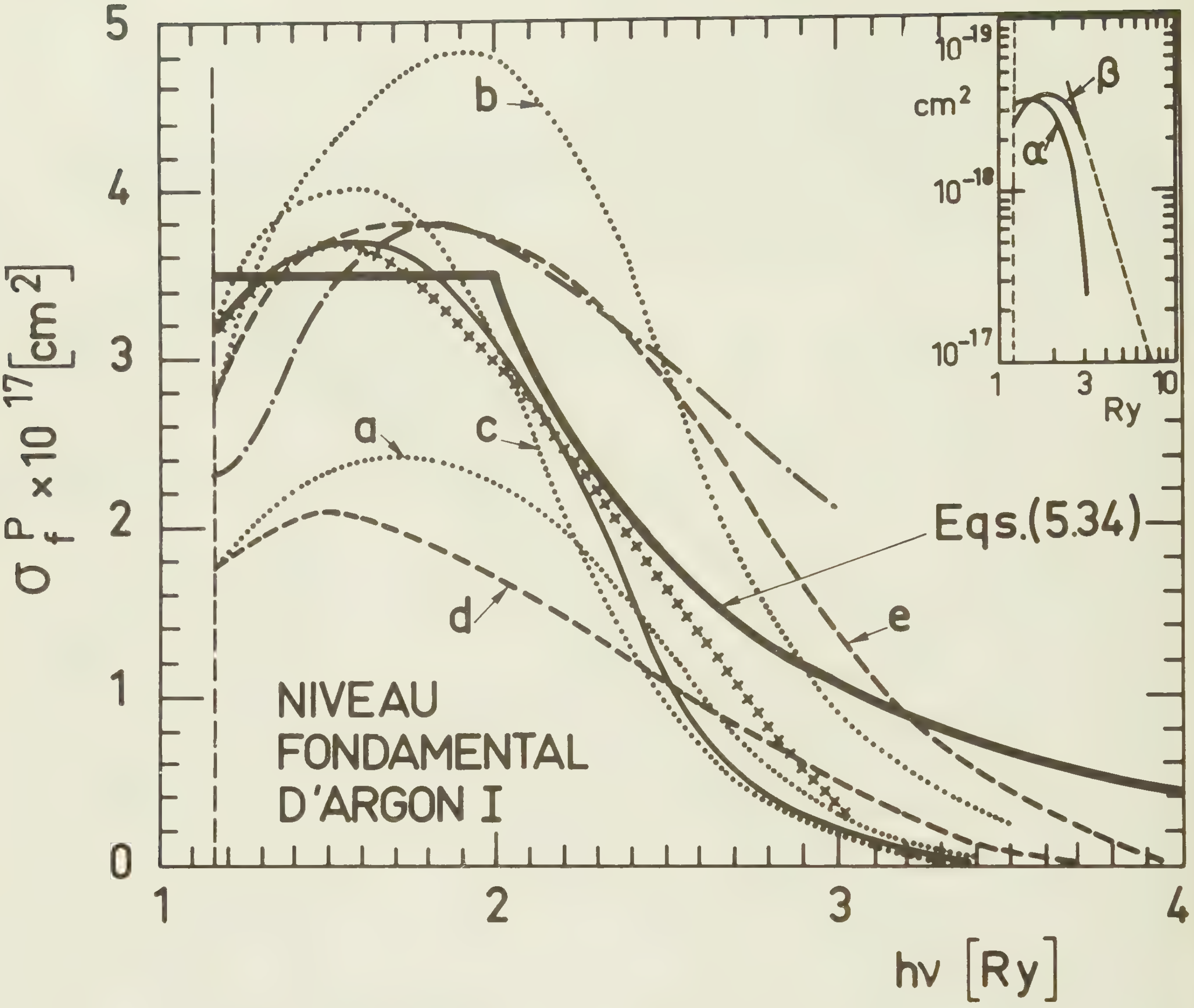


Fig. 25 : Section efficace de photoïnisation du niveau fondamental d'ArI.

——————— SAMSON (1966) (exp.).

.... AMUS'YA et al (1971) (calc.) ; a vitesse dipolaire, b longueur dipolaire, c approximation des phases aléatoires.

— — — — — KENNEDY et MANSON (1972) (calc.) ; d vitesse dipolaire, e longueur dipolaire.

—·—·—·— CHAPMAN et HENRY (1972) (calc.).

++++++ HUDSON et KIEFFER (1971) (exp.,modifié).

——— Présent travail.

calculs de LIPSKY et COOPER ont donné approximativement les mêmes résultats.

AMUS'YA et al. (1971) utilisent également la méthode H-F. Leurs résultats sont ceux des courbes "a", "b", "c" de la Fig. 25 (lignes pointillées ....). Les valeurs correspondant aux courbes "a" et "b" sont calculées avec le même principe que les courbes "d" et "e" respectivement. Dans une seconde étape, les auteurs ont inclus des corrélations multiélectroniques dans l'approximation des phases aléatoires avec échange de charges. Dans ce cas, les deux formes d'éléments dipolaires (longueur, vitesse) donnent les mêmes résultats (courbe "c").

La méthode H-F est encore la base des calculs faits par CHAPMAN et HENRY (1972). Une approximation analytique de leurs résultats pour la section efficace de photoïonisation est représentée sur la Fig. 25 (ligne interrompue et pointillée -.-.-). Ces mêmes sections efficaces ont été mesurées par HUDSON et KIEFFER (1970, 1971); leurs résultats, après suppression des minima dûs à la résonance , sont également présentés sur la Fig. 25 (ligne croisée +++++) de même que les mesures de SAMSON (1966, trait continu mince).

Pour étudier la loi de variation de σ_f^P en fonction de l'énergie photonique on a inclus, en encadré dans le fig. 25, une représentation logarithmique des mesures de HUDSON et KIEFFER (1971) - courbe α - et des calculs de CHAPMAN et HENRY (1972) - courbe β. On constate que dans la région $1.16 \leq h\nu/Ry \leq 2$ les deux courbes donnent des valeurs voisines, qui ensuite s'éloignent pour $h\nu/Ry > 2$. La courbe théorique présente une variation en fonction de hν compatible avec les lois $\sigma_f^P \propto (h\nu)^{-3}$ ou $\sigma_f^P \propto (h\nu)^{-7/2}$ (extrapolation en ligne droite interrompue) données par l'approximation quasi-classique avec ou sans considération du facteur de GAUNT respectivement. Au contraire, la variation en fonction de hν de la courbe expérimentale est incompatible avec ces lois; ceci s'explique par les effets de l'autoïonisation, dont CHAPMAN et HENRY (1972) n'ont pas tenu compte.

Pour des énergies pas trop élevées ($h\nu/Ry<5$) le facteur de GAUNT est négligeable; la section efficace de photoïonisation varie alors proportionnellement à $(h\nu)^{-3}$. Avec cette loi de variation et, près du seuil, suivant les valeurs théoriques et expérimentales présentées dans la Fig. 25, nous avons construit la section efficace de photoïonisation utilisée dans nos calculs; elle se compose de deux courbes que nous décrivons à l'aide des équations :

$$\begin{cases} \sigma_f^{P,1} = 3.5 \times 10^{-17} cm^2 \quad \text{pour} \quad 1.16 \leq h\nu/Ry \leq 2 & (34a) \\ \sigma_f^{P,2} = 2.8 \times 10^{-16} (h\nu/Ry)^{-3} cm^2 \quad \text{pour} \quad h\nu/Ry > 2 & (34b) \end{cases}$$

A cette section efficace correspond la ligne continue épaisse de la Fig. 25.

D'après les formules (34), le coefficient de photorecombinaison de l'atome d'argon relatif au niveau fondamental est la somme de deux termes, le premier, $R_f^{(1)}$, correspondant aux énergies photoniques telles que $1.16 \leq h\nu/Ry \leq 2$, le second, $R_f^{(2)}$, correspondant à $h\nu/Ry>2$. On peut alors exprimer ce coefficient par :

$$R_f = R_f^{(1)} + R_f^{(2)} \quad . \tag{35}$$

L'introduction de (34a) dans (28) donne :

$$R_f^{(1)} = \frac{g_n}{g_+} \times 1.835 \times 10^{-21} \exp(X_f^{(1)}) T^{3/2} \int_{X_f^{(1)}}^{X_f^{(2)}} X^2 \exp(-X) dX \quad cm^3 s^{-1} \tag{36}$$

avec $X_f^{(1)} = 1.16/(kT) = 183140/T$ [°K]

$X_f^{(2)} = 2/(kT) = 315760/T$ [°K]

et $n=1$.

Pour calculer $R_f^{(2)}$, comparons la section efficace de photoïonisation pour l'hydrogène (Eq. 13b) à celle correspondant pour l'argon (Eq. 34b). On a :

$$\sigma_f^{P,2} = \sigma_{K,1}^{P} \frac{280}{7.91} = \sigma_{K,1}^{P} \times 35.4$$

et l'Eq. (30) donne (T exprimé en °K) :

$$R_f^{(2)} = \frac{g_n}{g_+} \times 1.632 \times 10^{-6} \times \exp(X_f^{(1)}) \times 35.4 \times T^{-3/2} \int_{X_f^{(2)}}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\, dX$$

$$= \frac{g_n}{g_+} \times 5.777 \times 10^{-5} \times \exp(X_f^{(1)})\; T^{-3/2} \int_{X_f^{(2)}}^{\infty} X^{-1} \exp(-X) dX \quad cm^3 s^{-1} \tag{37}$$

avec $n=1$.

Les poids statistiques du niveau fondamental d'ArI et de l'ion ArII non excité sont respectivement $g_f=1$, $g_+=6$, il faut donc poser dans les Eqs. (36) et (37) $g_n/g_+=1/6$.

L'intégrale figurant dans l'Eq. (36) se calcule en intégrant par parties; alors $R_f^{(1)}$ s'écrit comme une différence de deux termes dont l'un tend vers zéro quand la température diminue et est négligeable devant l'autre pour T<10000°K. Le second terme est proportionnel à $T^{-1/2}$, en accord avec l'Eq. (24). L'intégrale figurant dans l'Eq. (37) peut s'exprimer en fonction de l'exponentielle intégrale :

$$-E_i(-X_f^{(2)}) = \int_{X_f^{(2)}}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\, dX$$

dont la valeur est donnée par les tables (JANKE, EMDE et LÖSCH 1966). La valeur de $R_f^{(2)}$ décroit rapidement avec la température et devient négligeable devant $R_f^{(1)}$ pour T_e<20000°K. Les variations de $R_f^{(1)}$, $R_f^{(2)}$ et R_f en fonction de la température sont représentées sur la Fig. 26.

Pour faciliter l'application numérique nous avons essayé de présenter le coefficient total R_f sous une forme analytique qui satisfasse le comportement asymptotique exigé par la théorie:
$R_f \propto T^{-1/2}$ quand $T \to 0$; $R_f \propto T^{-3/2}$ quand $T \to \infty$.
Une expression simple de la forme :

$$R_f = \frac{A}{\sqrt{T}} \frac{(a + T)}{b + cT + T^2} \tag{38}$$

vérifie ces conditions. En ajustant les paramètres A, a, b, c on obtient numériquement (T exprimé en °K) :

$$R_f = \frac{3.4 \times 10^{-5}}{\sqrt{T}} \frac{72000 + T}{2.3 \times 10^{11} + 10^6 T + T^2} \quad cm^3 s^{-1} \tag{39}$$

Dans le modèle atomique idéalisé, le premier "niveau effectif" (N=1) contient uniquement le niveau fondamental, c'est-à-dire que :

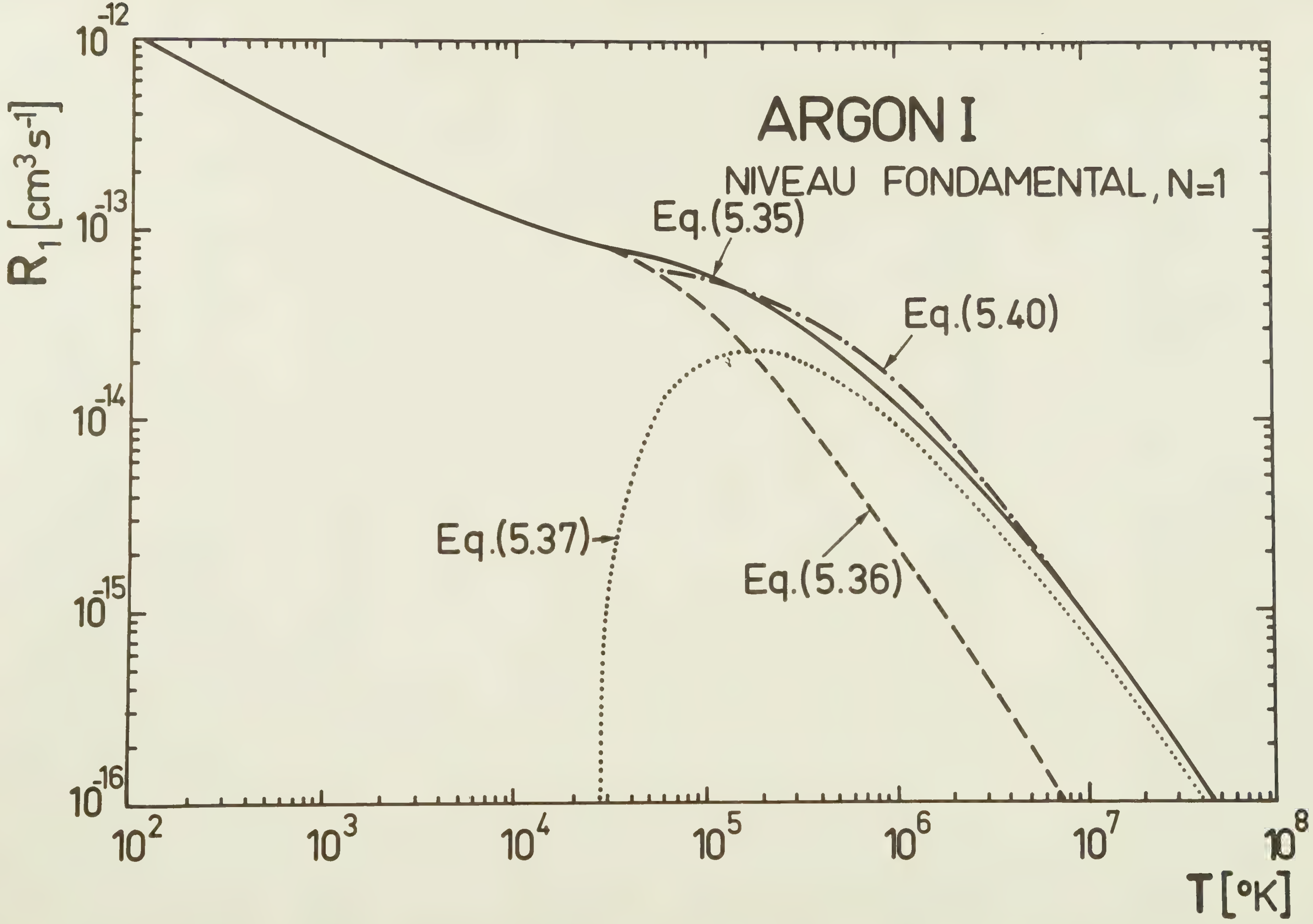
$$R_1 \equiv R_f \tag{40}$$

(voir Fig. 26 ligne interrompue et pointillée -·-·-·-·). C'est cette formule que nous avons utilisée pour les applications numériques du modèle C-R.

5.3.2. NIVEAUX EXCITES D'ARGON I

5.3.2.1. SECTIONS EFFICACES DE PHOTOIONISATION POUR N≥4

On peut calculer les sections efficaces de photoïonisation des niveaux excités



<u>Fig. 26</u> : Coefficient de photorecombinaison du niveau fondamental de ArI

d'ArI en utilisant l'approximation quasi-classique (Eqs. (13)). Pour tenir compte du fait que les niveaux faiblement excités de ArI sont énergiquement différents des niveaux correspondants de HI, on doit remplacer dans les Eqs. (13) le nombre quantique principal n par un nombre quantique effectif défini par :

$$n^* = \sqrt{Ry/E^I_n}$$

En ce qui concerne notre modèle atomique le nombre quantique principal dans les Eqs. (13) doit être remplacé par un nombre quantique effectif i^*, fonction de l'énergie d'ionisation E^I_N, suivant l'équation :

$$i^* = \sqrt{Ry/E^I_N} \qquad (41)$$

On a de plus effectué une séparation suivant les nombres quantiques orbitaux ℓ correspondants aux termes s, p, d .... Elle est basée sur les calculs de BURGESS (1958) relatifs à l'hydrogène. Nous avons utilisé ses résultats valables pour 10000°K mais qui varient peu avec la température (BATES et DALGARNO 1962). La Table 3 donne les valeurs de coefficient $\gamma(n,\ell)$ avec lequel il convient de multiplier la valeur de la section efficace correspondant à un nombre quantique principal n, pour savoir quelle est la part due à la photoïonisation à partir de l'état de nombre quantique angulaire ℓ. Bien entendu l'utilisation de ces coefficients $\gamma(n,\ell)$ dans le cas d'argon constitue une approximation hydrogénoïde. Une séparation selon le nombre quantique angulaire devient inutile au delà du nombre quantique principal n=9 (correspondant aux "niveaux effectifs" N=42,43) puisque chaque "niveau effectif" regroupe alors tous les niveaux réels ayant le même nombre quantique principal pour une valeur déterminée de j_c. On peut par conséquent utiliser les valeurs des sections efficaces correspondant à des configurations entières de l'hydrogène [Eq. (13b)].

Quand une partie seulement des niveaux réels caractérisés par les mêmes n et ℓ est contenue dans un "niveau effectif" (par exemple "niveaux effectifs" N=4 à N=10) on obtient la section efficace $\sigma^P_{n,\ell}(N)$ correspondante, à l'aide du coefficient :

$$\mu_{n,\ell}(N) = \frac{g_{n,\ell}(N)}{4(j_c + 1/2)(2\ell + 1)} \qquad (42)$$

les indices n, ℓ montrent que $\sigma^P_{n,\ell}(N)$[resp. $g_{n,\ell}(N)$] est la partie de la section efficace (resp. du poids statistique) du "niveau effectif" N, due aux niveaux réels caractérisés par n et ℓ.

TABLE 3

Coefficient $\gamma(n,\ell)$ pour la séparation de σ_n^P suivant le nombre quantique angulaire ℓ(approximation hydrogenoïde).

NOMBRE QUANTIQUE PRINCIPAL n	ℓ	COEFFICIENT $\gamma(n,\ell)$	NOMBRE QUANTIQUE PRINCIPAL n	ℓ	COEFFICIENT $\gamma(n,\ell)$
2	0	0.303	7	0	0.696×10^{-1}
2	1	0.697	7	1	0.178
3	0	0.172	7	2	0.252
3	1	0.447	7	3	0.247
3	2	0.380	7	4	0.164
4	0	0.122	7	5	0.720×10^{-1}
4	1	0.326	7	6	0.175×10^{-1}
4	2	0.365	8	0	0.620×10^{-1}
4	3	0.187	8	1	0.155
5	0	0.963×10^{-1}	8	2	0.226
5	1	0.255	8	3	0.236
5	2	0.323	8	4	0.179
5	3	0.239	8	5	0.979×10^{-1}
5	4	0.864×10^{-1}	8	6	0.367×10^{-1}
6	0	0.805×10^{-1}	8	7	0.790×10^{-2}
6	1	0.210	9	0	0.565×10^{-1}
6	2	0.285	9	1	0.139
6	3	0.249	9	2	0.206
6	4	0.136	9	3	0.224
6	5	0.389×10^{-1}	9	4	0.184
			9	5	0.114
			9	6	0.538×10^{-1}
			9	7	0.194×10^{-1}
			9	8	0.372×10^{-2}

Enfin, quand un "niveau effectif" N contient des niveaux réels ayant plusieurs nombres quantiques principaux et/ou angulaires (par exemple le "niveau" N=14 comprenant des niveaux réels de nombres quantiques n=3, ℓ=2 et n=5, ℓ=0) on doit calculer séparément la contribution des niveaux ayant les mêmes n,ℓ, à l'aide de l'Eq. (42) et sommer les sections efficaces obtenues :

$$\sigma_N^P = \sum_{(n,\ell)} \sigma_{n,\ell}^P \tag{43}$$

La sommation s'étend à tous les couples (n,ℓ) apparaissant dans le "niveau effectif" N ((3,2) et (5,0) pour le "niveau" N=14).

En procédant de cette façon on a pu tenir compte du caractère particulier de chaque niveau excité de l'atome d'argon. A l'aide des Eqs. (41) à (43) on obtient la formule :

$$\sigma_N^P = \sum_{(n,\ell)} \gamma(n,\ell)\, \mu_{n,\ell}(N) \times 7.91 \times 10^{-18} \times \left(\frac{E_N^I}{Ry}\right)^{2.5} \times \left(\frac{Ry}{h\nu}\right)^3 \text{ cm}^2 \tag{44}$$

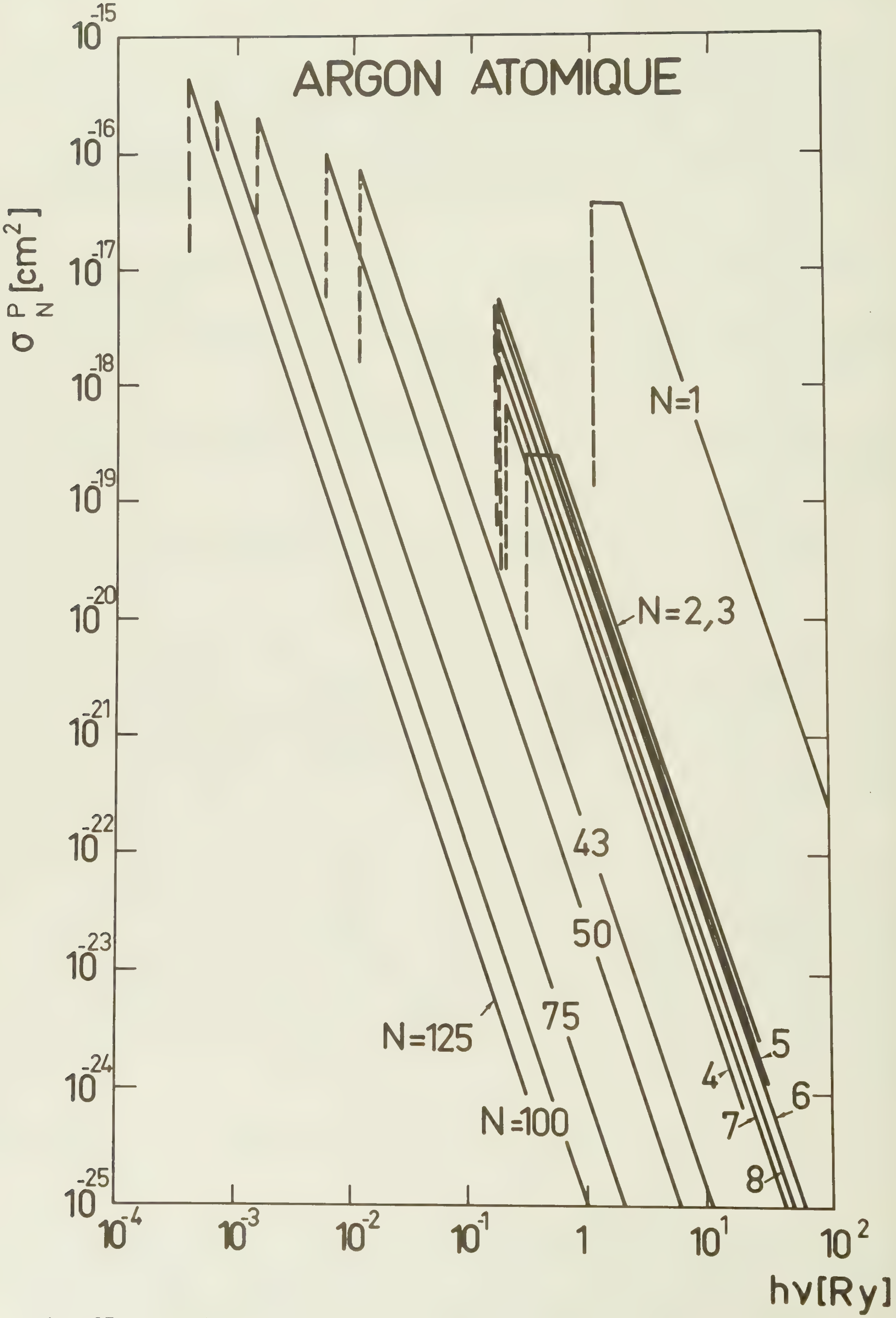
La Fig. 27 montre les sections efficaces de photoïonisation calculées d'après cette équation pour les "niveaux effectifs" de l'ArI suivants : N=4 à N=10 et N=43,50,75,100,125; les sections efficaces de photoïonisation du niveau fondamental (N=1) et des "niveaux effectifs" N=2 et N=3 ont été calculées séparément (§ 5.3.1. et 5.3.2.3.).

5.3.2.2. COEFFICIENTS DE RECOMBINAISON POUR N$\geq$4

Les coefficients de recombinaison radiative des "niveaux effectifs" pour N$\geq$4 sont calculés en remplaçant dans l'Eq. (28) les valeurs de σ_i^P par celles de σ_N^P (Eq. (44)). Pour appliquer cette équation au calcul des coefficients de recombinaison radiative des "niveaux effectifs", il faut remplacer l'énergie d'ionisation E_i^I par l'énergie d'ionisation E_N^I du "niveau effectif" et par conséquent $X_i^I = E_i^I/(kT)$ par $X_N^I = E_N^I/(kT)$; il vient :

$$R_N \equiv \sum_{(n,\ell)} R_{n,\ell}(N) = \sum_{(n,\ell)} \frac{g_i}{g_+}\, 1.632 \times 10^{-6} \gamma(n,\ell)\mu_{n,\ell}(N) \exp(X_N^I)\,(E_N^I/Ry)^{5/2} T^{-3/2} \int_{X_N^I}^{\infty} X^{-1} \exp(-X)\,dX$$

Nous devons encore préciser les valeurs de g_i/g_+ dans cette équation. Quand une configuration de l'atome d'argon se rapporte à j_c=1/2, le poids statistique attribué à un niveau de nombre quantique principal n est $4n^2$ ou $8n^2$; d'autre part g_+=2



<u>Fig. 27</u> : Sections efficaces de photoïonisation des "niveaux effectifs" N = 1, ...125 du modèle atomique d'argon .

ou 4 pour les niveaux avec j_c=1/2 ou 3/2. On a par conséquent :

$$g_i/g_+ = \frac{4n^2}{2} = \frac{8n^2}{4} = 2n^2$$

et on trouve finalement :

$$R_N = \sum_{(n,\ell)} \frac{n^2 g_{n,\ell}(N)\cdot\gamma(n,\ell)}{2(j_c+1/2)(2\ell+1)} \times 1.632\times 10^{-6} \exp(X_N^I)(E_N^I/Ry)^{5/2} T^{-3/2} \int_{X_N^I}^{\infty} X^{-1}\exp(-X)\,dX \; cm^3\, s^{-1} \qquad (45)$$

avec T en °K.

L'Eq. (45) est utilisée pour la construction de la Fig. 28 qui représente les coefficients de recombinaison radiative en fonction de la température électronique pour certains "niveaux effectifs". L'allure des courbes s'approche d'une droite quand l'énergie d'ionisation correspondante diminue et/ou la température augmente; ceci est dû au fait que dans ce cas X^I<<1. Il est alors possible de développer en série l'exponentielle et l'exponentielle intégrale apparaissant au second membre de l'Eq. (45), et, en retenant seulement les termes d'ordre zéro en X_N^I, on trouve $R_N \propto T^{-3/2}$, en accord avec la pente des droites de la Fig. 28 .

5.3.2.2. LES NIVEAUX EFFECTIFS AVEC N=2 et N=3

Les courbes des sections efficaces de photoïonisation tracées d'après l'Eq. (13b) n'ont pas l'allure convenable près du seuil, quand $h\nu \simeq E_N^I$. En effet, l'approximation Q-C n'est pas applicable près du seuil. Nous avons donc amélioré les courbes de sections efficaces de photoïonisation des "niveaux" excités de notre modèle, en leur donnant la forme de la courbe correspondante du niveau fondamental (Fig. 25, ligne continue épaisse), ce qui correspond à une variation physiquement mieux justifiée. L'effet d'une telle modification joue de moins en moins sur le coefficient de recombinaison, quand l'énergie d'ionisation diminue. On n'a donc effectué cette correction que pour les "niveaux effectifs" avec N=2 et N=3 qui ont un intérêt particulier (voir Fig. 38). La valeur limite près du seuil de ces deux niveaux, obtenue par modification des valeurs Q-C (2.44×10^{-19} cm^2, voir Fig. 27, courbe correspondant à N=2,3) est comparable à la valeur de 4.2×10^{-19} cm^2 calculée par RANSON (1976)* d'après la méthode du "défaut quantique" améliorée. Cette

---

* Je remercie Monsieur RANSON de m'avoir communiqué ces résultats avant publication.

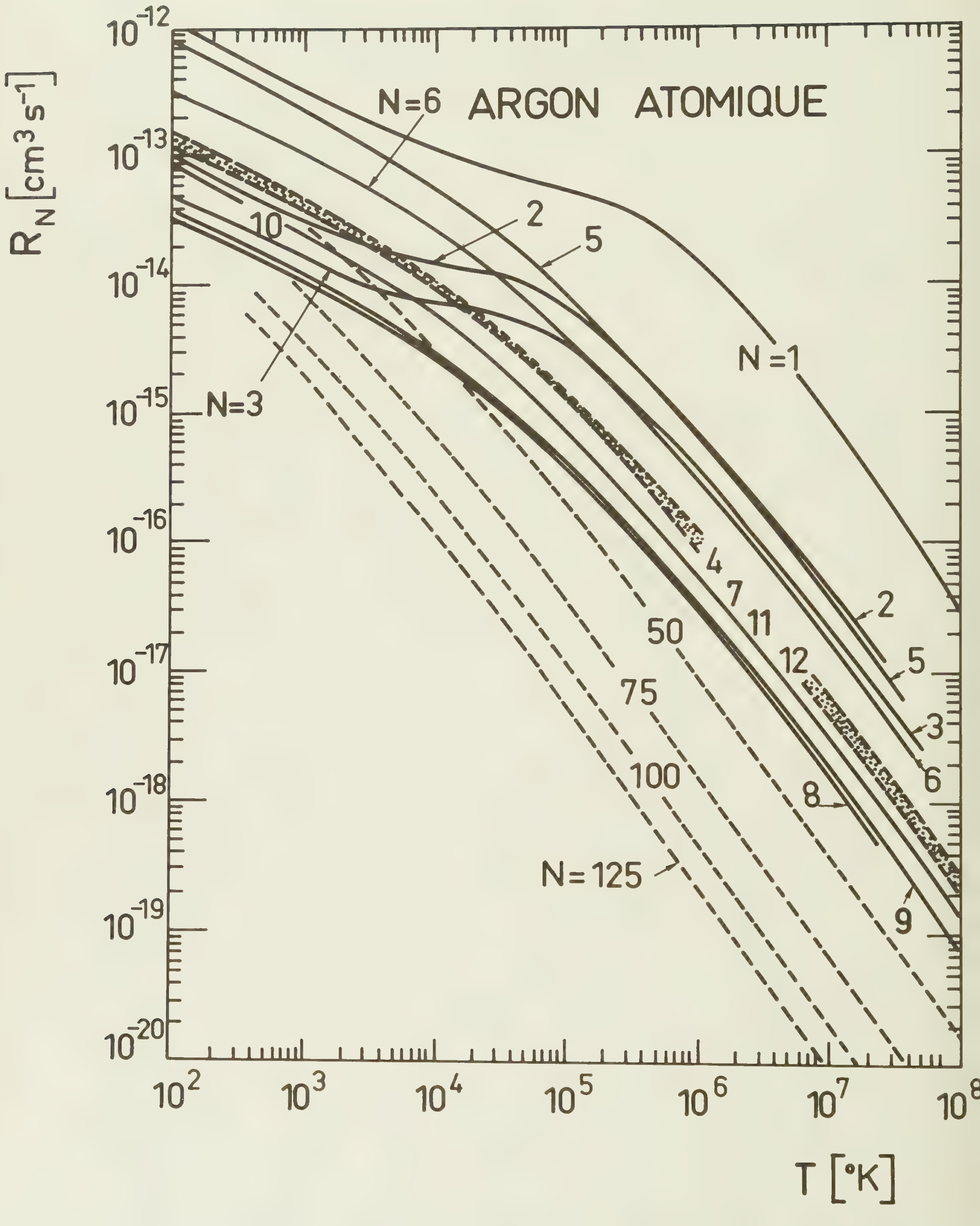


Fig. 28 : Coefficients de photorecombinaison des "niveaux effectifs" N = 1 ...125 du modèle atomique d'argon.

valeur est beaucoup plus petite que celle de $1.1.\times10^{-18}$ cm^2 donnée comme limite supérieure de la section efficace de photoïonisation des niveaux métastables ^3P_o, $^3P_2$, par DUNNING et STEBBINGS (1974).

Les deux "niveaux effectifs" avec N=2, N=3, qui ont des énergies d'ionisation très voisines, ont la même section efficace de photoïonisation (Fig. 27) qui s'exprime formellement par (voir Eq. (44)) :

$$\begin{cases} \sigma^P_{N=2} \simeq \sigma^P_{N=3} = 2\times 10^{-18}\gamma(4,0)\mu_{4,0}(2)\ cm^2 & \text{pour}\quad 0.31 \leq h\nu/Ry \leq 0.592 \\ \sigma^P_{N=2} \simeq \sigma^P_{N=3} = 7.91\times 10^{-18}\gamma(4,0)\mu_{4,0}(2)(E^I_{N=2}/Ry)^{5/2}(h\nu/Ry)^{-3} & \text{pour}\quad \frac{h\nu}{Ry} > 0.592 \end{cases}$$

Puisque les "niveaux effectifs" N=2,3 sont constitués par tous les niveaux 4s et eux seulement (Fig. 38) on a :

$\gamma(4,0) = 0.122$ (suivant Table 3) , $\mu_{4,0}(2) = \mu_{4,0}(3) = 1$

ce qui donne :

$$\begin{cases} \sigma^P_{N=2} \simeq \sigma^P_{N=3} = 2.44\times 10^{-19}\ cm^2 & \text{pour}\quad 0.31 \leq h\nu/Ry \leq 0.592 \\ \sigma^P_{N=2} \simeq \sigma^P_{N=3} = 5\times 10^{-20}/(h\nu/Ry)^3\ cm^2 & \text{pour}\quad h\nu/Ry > 0.592 \end{cases}$$

Nous avons travaillé de la même façon qu'au § 5.3.1. pour calculer à partir de ces sections efficaces les coefficients de photorecombinaison correspondants. On trouve :

$$R^{(1)}_{N=2} = 1.68\times 10^{-22}\exp(X_2^{(1)})\,T^{3/2}\int_{X_2^{(1)}}^{X_2^{(2)}} X^2\exp(-X)\,dX \quad cm^3\ s^{-1} \tag{46}$$

$$R^{(2)}_{N=2} = 6.37\times 10^{-6}\exp(X_2^{(1)})(E^I_2/Ry)^{5/2}T^{-3/2}\int_{X_2^{(2)}}^{\infty} X^{-1}\exp(-X)\,dX \quad cm^3 s^{-1} \tag{47}$$

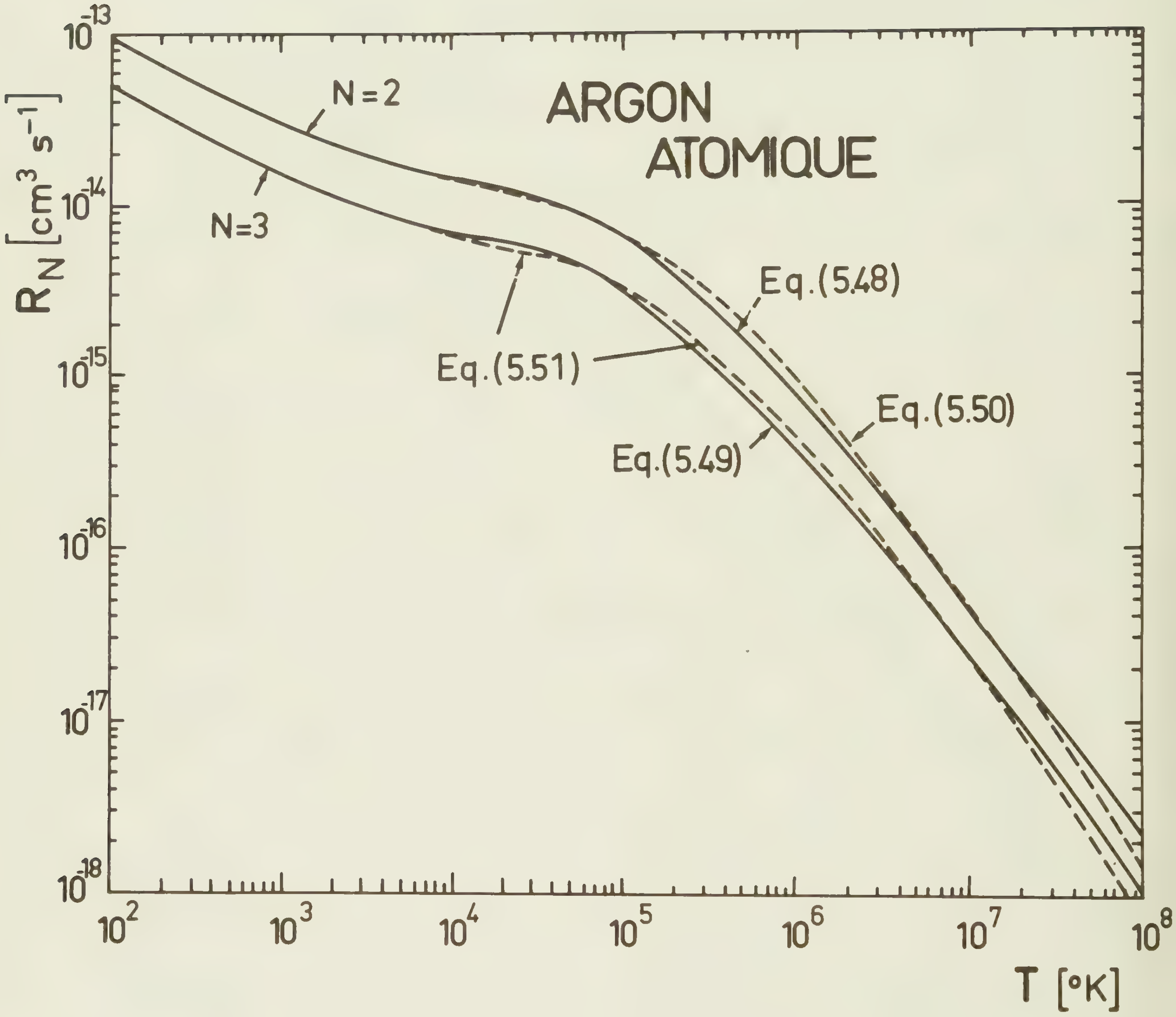


Fig. 29 : Coefficients de photorecombinaison des "niveaux effectifs" N = 2, N = 3 du modèle atomique d'argon.

Ces expressions, analogues aux expressions données par les Eqs. (36), (37) pour le niveau fondamental permettent le calcul du coefficient de recombinaison radiative pour le niveau N=2 par la formule :

$$R_2 = R^{(1)}_{N=2} + R^{(2)}_{N=2} \qquad (48)$$

En comparant les valeurs des poids statistiques correspondants au "niveau effectif" N=3 avec celles du "niveau effectif" N=2 on peut écrire directement :

$$R_3 = R^{(1)}_{N=3} + R^{(1)}_{N=3} = R_2/2 \qquad (49)$$

La Fig. 29 rassemble les courbes représentatives de R_2 et R_3 suivant les Eqs. (48) et (49), de même que les formules analytiques empiriques qui en rendent l'utilisation plus facile. Ces formules sont :

$$R_2 = \frac{1.416 \times 10^{-6} \; (15362 + T) \; T^{-1/2}}{2.8 \times 10^{10} + 4.57 \times 10^{5} T + T^2} \qquad (50)$$

$$R_3 = \frac{7.08 \times 10^{-7} (15362 + T) \; T^{-1/2}}{2.08 \times 10^{10} + 4.47 \times 10^{5} T + T^2} \qquad (51)$$

Elles ont été utilisées pour les calculs numériques.

5.3.3. COEFFICIENT TOTAL DE RECOMBINAISON RADIATIVE

Sous certaines conditions de température et de densité électroniques (cas coronal, voir § 7.3.1.) le mécanisme prépondérant de recombinaison est radiatif, alors que l'ionisation se fait principalement par collisions électroniques à partir du niveau fondamental. Dans ce cas, il est intéressant de connaître le coefficient total de recombinaison radiative R_{TOT} qui est la somme des coefficients de recombinaison radiative relatifs à chaque "niveau effectif" et est donc obtenu à partir des Eqs. (39), (45), (48), (49). Comme le coefficient de photorecombinaison décroit quand l'indice du "niveau effectif" augmente (Fig. 28) le nombre total de "niveaux effectifs" considérés ne joue pas sur le résultat final à partir d'un nombre quantique principal suffisamment grand (nombre quantique principal n=30 correspondant aux "niveaux effectifs" N=84, N=85).

La courbe en ligne continue de la Fig. 30 représente la variation du coefficient total de recombinaison radiative R_{TOT} (calculé pour une somme de 85 "niveaux

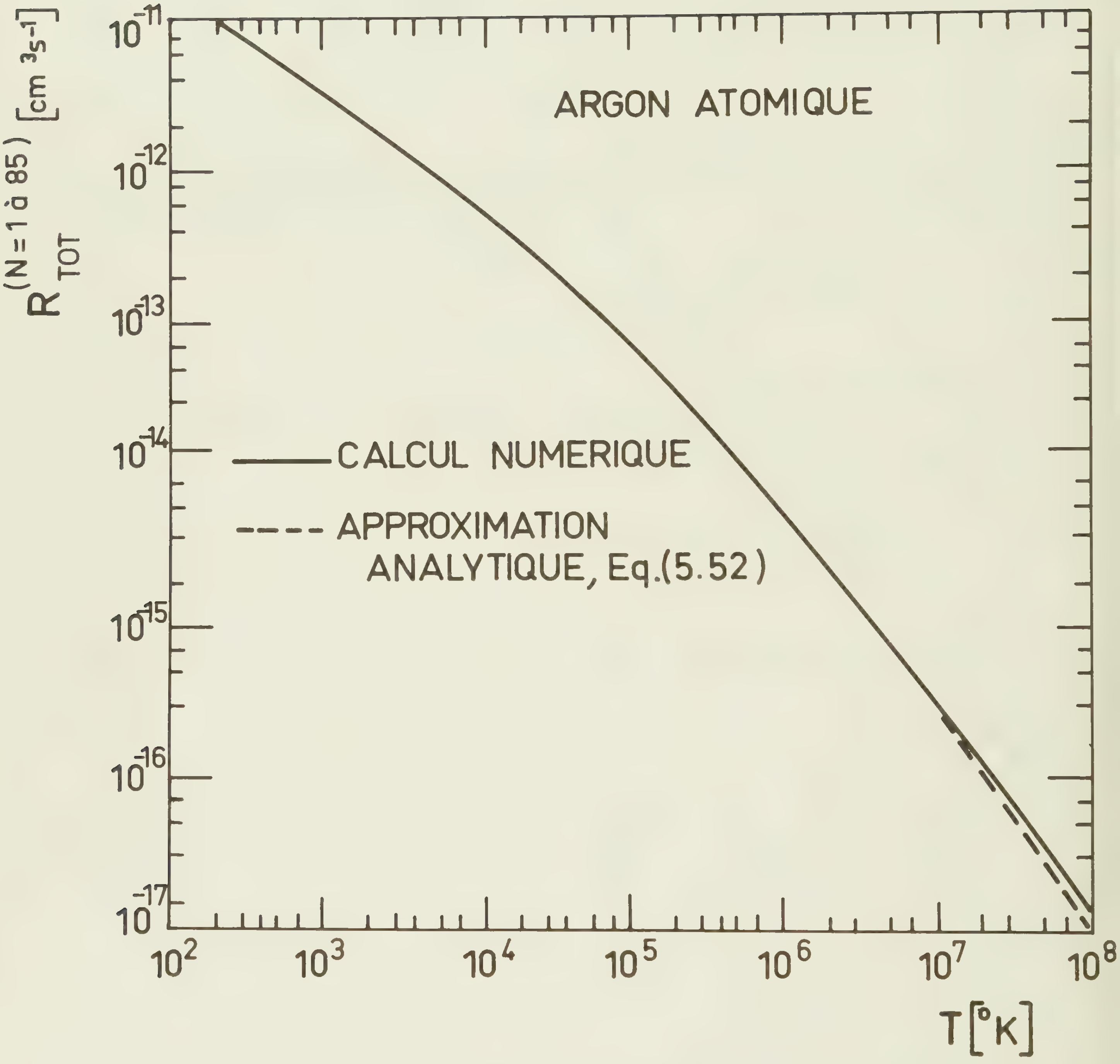


Fig. 30 : Coefficient de recombinaison total dans les niveaux effectifs N = 1 à N = 85.

effectifs") en fonction de la température. Ce coefficient peut être approximé par la formule analytique :

$$R_{TOT} = a\,T^{-1/2}/(b + C\,T^{1/2} + dT) \quad cm^3\ sec^{-1} \qquad (52)$$

avec T en °K.

Cette expression approximative, représentée en ligne interrompue sur la Fig. 30 pour les valeurs des paramètres :

$$a = 10^{-12}\ ,\ b = 6.093\times10^{-3}\ ,\ c = 9.68\times10^{-5}\ ,\ d = 8.94\times10^{-8}$$

est très bonne dans la gamme de températures considérée. Les deux courbes de la Fig. 30 ne se distinguent entre elles que dans la région correspondant à $T > 10^7$ °K.-

6. SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE TAUX DES PROCESSUS COLLISIONNELS.

Dans la construction du modèle C-R nous ne tenons pas compte explicitement des collisions élastiques. Cependant leur influence est essentielle ; en effet ce sont elles et spécialement les collisions coulombiennes entre électrons qui rendent maxwellienne la distribution de vitesses des électrons en l'absence de l'équilibre thermodynamique (OXENIUS 1970 a,b). La validité de l'hypothèse de distribution maxwellienne des vitesses est examinée ultérieurement (Chap. 9).

En ce qui concerne les collisions inélastiques nous n'examinons que l'ionisation simple et l'excitation des atomes neutres par des électrons, d'après les données expérimentales et les formule empiriques déjà publiées. Les sections efficaces pour les collisions superélastiques et les coefficients de réaction correspondants en sont déduits à partir du principe du bilan détaillé.

Pour un aperçu général des effets macroscopiques des collisions électroniques dans des gaz monoatomiques, voir DELCROIX (1972) .

6.1. SECTIONS EFFICACES D'EXCITATION PAR COLLISIONS ELECTRON-ATOME NEUTRE, COEFFICIENTS D'EXCITATION CORRESPONDANTS.

On distingue trois types d'excitations (et de désexcitations) des atomes neutres par collisions électroniques (et superélastiques). Ces processus d'excitation (et de désexcitation) sont relatifs aux trois types de transitions entre les niveaux liés de l'atome considéré (KUPRIANOV 1966).

— A. Transitions permises.

— B. Transitions non permises avec $\Delta \ell \neq 1$ ("Parity forbidden").

— C. Transitions non permises avec $\Delta s \neq 0$ ("Spin forbidden").

Nous décrivons les caractéristiques de ces transitions, les valeurs correspondantes des sections efficaces de collision et les coefficients d'excitation correspondants. Nous effectuons les calculs pour l'atome d'argon et nous donnons quelques exemples pour l'hydrogène.

6.1.1. CAS D'UNE TRANSITION PERMISE. LOI DE VARIATION ENERGETIQUE.

Il existe un grand nombre de méthodes de calcul des sections efficaces relatives aux transitions permises. Dans tous les cas la variation de la section efficace est proportionnelle à $E^{-1} \ln E$ pour des valeurs de l'énergie des électrons incidents E grandes par rapport à l'énergie du seuil pour la transition considérée. Une de ces méthodes, facile à appliquer, est décrite par SOBEL'MAN (1972, chap 11). Elle est basée sur l'approximation de BORN-OPPENHEIMER et donne des expressions

analytiques approximatives tant pour les sections efficaces σ que pour les coefficients de collision $<\sigma v>$ dans le cas où la distribution de la vitesse des électrons incidents est maxwellienne. Pour les transitions permises entre un niveau initial i et un niveau final j on a la formule générale :

$$\sigma_{i \to j} = \pi a_o^2 (Ry/\Delta E)^2 (E_j^I/E_i^I)^{3/2} \frac{Q(i,j)}{2\ell_i + 1} \phi_A(u_s) \quad (1)$$

ℓ_i est le nombre quantique orbital du niveau i,

$E_i^I = E_\infty - E_i^x$ l'énergie d'ionisation du niveau i,

a_o le rayon de BOHR, Ry la constante de RYDBERG.

On a

$$\Delta E \equiv E_{ij} \equiv E_j^x - E_i^x \quad ;$$

dans le cas où la limite d'ionisation des niveaux i,j est commune on a aussi

$$\Delta E = E_i^I - E_j^I .$$

u_s s'exprime en fonction de l'énergie réduite des électrons incidents $U_{ij} \equiv E/\Delta E$ par

$$u_s = (E - \Delta E)/\Delta E = U_{ij} - 1$$

La définition de $\Phi_A(u_s)$ – avec l'indice A pour "Allowed" – est la suivante :

$$\Phi_A(u_s) \equiv C\sqrt{u_s/(1 + u_s)}\ \ln(16 + u_s)/(u_s + \phi) \quad (2)$$

Les valeurs des paramètres C et ϕ sont données par SOBEL'MAN (1972, chap. 11) pour chaque multiplet en fonction du nombre quantique effectif [voir Eq. (5.41)].

L'Eq. (1) est valable pour $u_s > 1$; l'approximation obtenue par cette equation est meilleure quand u_s augmente. Finalement pour des valeurs de l'énergie des électrons incidents suffisamment grandes par rapport à l'énergie minimum nécessaire à la transition (c.à.d. $E >> \Delta E$ ou $u_s >> 1$) on a

$$\sigma_{i \to j} \propto E^{-1} \ln E$$

Le facteur Q(i,j) dépend de la structure de l'atome et des niveaux i,j. Généralement on doit considérer toute une série de coefficients numériques, Q_n, répartissant les sections efficaces entre les niveaux de deux configurations et ceci pour

un couplage donné. Notre Q(i,j) n'est que le premier terme non nul - et le plus important - d'une telle série. L'ordre n de ce terme est tel que

$$|\ell_j - \ell_i| \leq n \leq |\ell_j + \ell_i| \tag{3}$$

Puisqu'il s'agit ici de transitions permises, le nombre quantique orbital ℓ et le spin s vérifient les relations :

$$\Delta\ell = \ell_j - \ell_i = \pm 1 \quad , \quad \Delta_s = 0 \quad ;$$

on voit d'après l'Eq. (3) que le premier terme non nul est d'ordre $n = 1$.

A titre d'exemple simple, considérons dans le couplage LS une transition entre les niveaux caractérisés par les nombres quantiques :

$$\gamma_i \equiv [S_pL_p]\,\ell_i \quad , \quad \gamma_j = [S_pL_p]\ell_j$$

où L_p, S_p sont le nombre quantique orbital et le spin du noyau électronique. La valeur de Q(i,j) est dans ce cas (SOBEL'MAN 1972, chap. 11) :

$$Q(\gamma_iS\,L_i\ ;\ \gamma_jS\,L_j) = (2\ell_i + 1)(2L_j + 1)\begin{Bmatrix}\ell_i & L_i & L_p\\ L_j & \ell_j & 1\end{Bmatrix}^2$$

les accolades { } représentant comme au § 4.1 le symbole 6-j de WIGNER. D'après les lois de sommation valables pour ces symboles (DRAWIN et KATSONIS 1976) on a :

$$Q(\gamma_iS\,L_i\ ;\ \gamma_jS) = Q(\gamma_iS\ ;\ \gamma_jS) = Q(\gamma_i\ ;\ \gamma_j) = 1.$$

Nous constatons ainsi que le coefficient Q(i,j) relatif à la transition permise d'un électron entre les termes ℓ_i,ℓ_j dans le champ d'un noyau électronique donné $[S_pL_p]$ est le même que si l'électron subissait l'influence d'un champ central équivalent : le coefficient Q(i,j) est indépendant du moment angulaire de ce noyau.

Dans le cas du couplage jK, que nous utilisons pour la description de l'atome d'argon, on a :

$$Q(i,j) = Q(\gamma_iK_i\ ;\gamma_jK_j) = (2\ell_i + 1)(2K_j + 1)\begin{Bmatrix}\ell_i & K_i & j_c\\ K_j & \ell_j & 1\end{Bmatrix}^2 \tag{4}$$

γ_i, γ_j représentent les nombres quantiques caractérisant les deux termes, c.à.d.

$$\gamma_i \equiv [S_pL_pj_c]\,\ell_i \quad , \quad \gamma_j = [S_pL_pj_c]\,\ell_j$$

et les crochets [ ] contiennent, comme dans le cas précédent du couplage LS, les nombres quantiques caractérisants le noyau électronique. L'Eq. (4) donne la valeur de Q(i,j) pour la partie d'une transition entre termes entiers (multiplet) relative aux nombres quantiques K_i, K_j. Pour obtenir la valeur de Q(i,j) pour un multiplet entier, il faut sommer sur K_i, K_j successivement ; on trouve :

$$Q(\gamma_i K_i ; \gamma_j) \equiv \sum_{K_j} Q(\gamma_i K_i ; \gamma_j K_j) = 1$$

$$Q(\gamma_i ; \gamma_j) \equiv \sum_{K_i} Q(\gamma_i K_i ; \gamma_j K_j) = 1 \quad .$$

Nous verifions ainsi que le facteur Q(i,j) est égal à l'unité pour les transitions entre termes entiers, et donc indépendamment du couplage.

En ce qui concerne les transitions fines on a :

$$Q(\gamma_i K_i J_i ; \gamma_j K_j J_j) = (2K_j + 1)(2J_j + 1) \begin{Bmatrix} K_i & J_i & j_c \\ J_j & K_j & 1 \end{Bmatrix}^2 \qquad (5)$$

On trouve encore ici :

$$\sum_{J_j} Q(\gamma_i K_i J_i ; \gamma_j K_j J_j) \equiv Q(\gamma_i K_i J_i) = Q(\gamma_i K_i ; \gamma_j K_j)$$

Observons que l'introduction des deux valeurs $j_c = 1/2,\ 3/2$ du noyau électronique de l'atome d'argon donne généralement les mêmes valeurs pour le symbole 6-j figurant dans l'Eq. (5).

D'après l'Eq. (1) donnée dans la première partie de ce paragraphe on peut calculer les coefficients de collision $<\sigma_{ij} v>$. On trouve :

$$\boxed{<\sigma_{ij} v> \equiv <\sigma v>_{ij} = 10^{-8} (Ry/\Delta E)^{3/2} (E_j^I / E_i^I)^{3/2} \exp(-u_{ij}) \frac{Q(i,j)}{2\ell_i + 1} G_A(u_{ij})} \qquad (6)$$

en $cm^3 s^{-1}$ avec :

$$\boxed{u_{ij} \equiv \frac{E_j^x - E_i^x}{kT} = \frac{|\Delta E|}{kT}} \quad ,$$

$$G_A(u_{ij}) \equiv A \sqrt{u_{ij}(u_{ij} + 1)}\ (u_{ij} + \chi)^{-1} \ln(16 + u_{ij}^{-1}) .$$

A et χ sont des paramètres qu'on trouve dans les tables (SOBEL'MAN 1972, chap. 11).

L'approximation de l'Eq. (6) est valable d'après SOBEL'MAN pour $u_{ij} < 4$.

Donnons un exemple d'utilisation de cette méthode pour la transition 1s-2p de HI. Les deux niveaux sont caractérisés par les indices $i = 1$, $j = 2$. Pour cette transition la condition $u_{ij} < 4$ correspond à $T \gtrsim 25000°K$ ($\Delta E = 10.1eV$; $kT \gtrsim 2.5eV$). On trouve d'après l'équation (1) :

$$\sigma_{1\underset{\rightarrow}{}2} = \pi a_o^2 (Ry/\Delta E)^2 (E_2^I/E_1^I)^{3/2} \frac{Q(1,2)}{2\ell_i + 1} \Phi_A(u_s)$$

$$= 8.8 \times 10^{-18} \times 1.778 \times 0.25^{3/2} \times Q(1,2) \times \Phi_A(u_s)$$

et

$$\sigma_{1\underset{\rightarrow}{}2}/(\pi a_o^2) = 0.222 \times Q(1,2) \times \Phi_A(u_s).$$

Puisqu'il s'agit d'un multiplet on a $Q(1,2) = 1$. Dans l'expression de $\Phi_A(u_s)$ on a $C = 14.4$, $\phi = 3.84$; on obtient donc pour $u_s = 5$ et $u_s = 20$ respectivement :

$$\Phi_A(u_s = 5) = 4.53 \quad ; \quad \Phi_A(u_s = 20) = 2.11$$

et

$$\sigma_{1\underset{\rightarrow}{}2}(u_s = 5)/(\pi a_o^2) = 1 \; ; \quad \sigma_{1\underset{\rightarrow}{}2}(u_s = 20)/(\pi a_o^2) = 0.47$$

La première valeur est à 5% près la valeur obtenue par d'autres calculs d'après l'approximation de BORN ; elle dévie sensiblement de la valeur expérimentale car l'approximation de BORN n'est pas précise dans ce domaine d'énergies. La deuxième valeur, située dans la gamme des énergies des électrons incidents où l'approximation de BORN est très bonne, est en excellent accord avec l'expérience (FITE 1972).

6.1.1.1. METHODES SEMI-EMPIRIQUES.

En suivant l'approximation BETHE-BORN, DRAWIN (1961 , 1966/67) a proposé pour la section efficace des processus d'excitation par collisions électroniques (inélastiques) avec les atomes neutres la formule semi-empirique :

$$\boxed{\sigma_{i\underset{\rightarrow}{}j} = 4\pi a_o^2 \, (Ry/E_{ij})^2 \, f_{ij} g(U_{ij})} \; ; \qquad (7)$$

f_{ij} est la force d'oscillateur correspondant à la transition $i \rightarrow j$ et $g(U_{ij})$ est donné par :

$$g(U_{ij}) = \alpha_{ij}(U_{ij} - 1) \, U_{ij}^{-2} \, \ln(1.25 \, \beta_{ij} U_{ij}). \qquad (8)$$

La variation de la section efficace est ici, comme pour l'Eq. (1), proportionnelle à $E^{-1} \ln E$ pour des valeurs de l'énergie électronique E suffisamment grandes par rapport à l'énergie d'excitation correspondante, c.à.d. pour $U_{ij} >> 1$. La paramètre

β_{ij} qui est, avec α_{ij}, caractéristique de la transition considérée, modifie légèrement la forme de la courbe $\sigma_{ij}(U_{ij})$ pour les petites valeurs de U_{ij} et notamment pour la valeur de U_{ij} correspondant au maximum de cette courbe. Dans la la Fig. 31 nous donnons les courbes représentant

$$g(U_{ij})/\alpha_{ij} = (U_{ij} - 1)U_{ij}^{-2} \ln (1.25\beta_{ij}U_{ij}) \qquad (9)$$

en double échelle logarithmique pour des valeurs de β_{ij} variant de 0.7 à 1.25. Il est à noter que les valeurs $\beta_{ij} < 0.8$ ne sont pas utilisables dans tout le domaine $U_{ij} > 1$ et ceci à cause de la forme logarithmique de $g(U_{ij})$; par exemple pour $\beta_{ij}=0.7$ on ne peut avoir une valeur convenable pour $g(U_{ij})/\alpha_{ij}$ à partir de l'Eq. (9) que dans la région $U_{ij} > 1/(1.25 \times 0.7) \simeq 1.143$.

Tandis que β_{ij} détermine la forme de la courbe $g(U_{ij})$, le paramètre α_{ij} permet d'ajuster $g(U_{ij})$ et donc l'expression (7), aux valeurs absolues de la section efficace de la transition considérée. On voit donc qu'en ajustant les paramètres α_{ij}, β_{ij}, l'Eq. (7) permet de décrire convenablement les sections efficaces des transitions considérées en fonction des forces d'oscillateur correspondantes. Les valeurs de α_{ij} et β_{ij} sont d'ailleurs proches de l'unité, ce qui permet une estimation des sections efficaces à partir des forces d'oscillateur.

Conformement à cette méthode semi-empirique, nous avons utilisé des courbes décrites par la relation (7) pour représenter la variation des sections efficaces en fonction de U_{ij}. Les valeurs expérimentales, dans la mesure où elles existent, permettent la détermination des paramètres α_{ij} et β_{ij} ; nous avons choisi $\beta_{ij} = 1$ dans le cas où il n'existe pas de valeurs satisfaisantes dans la littérature.

Il convient ici d'observer que dans l'Eq. (7) il n'y a pas de coefficient analogue au facteur $Q(i,j)$ de l'Eq. (1). En effet, les facteurs $Q(i,j)$ caractérisant la contribution de chaque niveau (ou terme) dans un multiplet (ou supermultiplet), sont incorporés dans les forces d'oscillateur f_{ij}.

Le coefficient d'excitation $<\sigma_{ij}v>$ est obtenu en faisant la moyenne d'une section efficace de la forme (7) sur une distribution maxwellienne de la vitesse des électrons. On obtient :

$$\boxed{<\sigma_{ij}v> = 8\pi a_o^2 (Ry/E_{ij})^2 f_{ij}\alpha_{ij} \sqrt{2kT/(\pi m_e)}\, U_{ij}\psi_1(\beta_{ij},U_{ij})} \qquad (10)$$

avec

$$\psi_1(\beta_{ij},u_{ij}) \equiv \int_{u_{ij}}^{\infty} (1 - u_{ij}/u_R)\exp(-u_{ij})\ln(1.25\beta_{ij}u_R/u_{ij})du_R$$

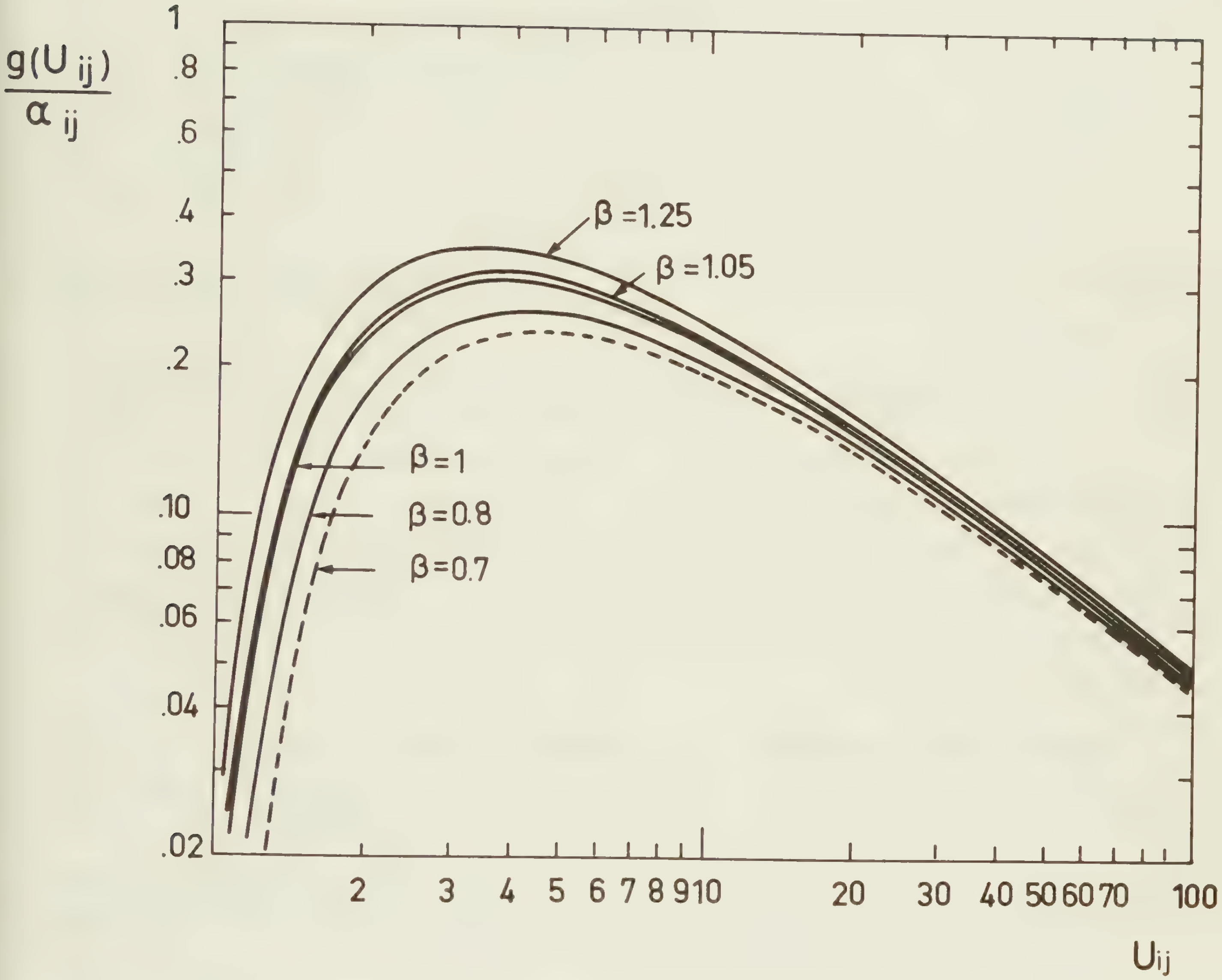


Fig. 31 : La forme de la section efficace d'excitation collisionelle (transitions permises) suivant DRAWIN (1966/67); Eq. (6.9).

et

$$u_R = Ry/kT$$

On peut écrire l'Eq. (10) sous la forme :

$$<\sigma_{ij}v> = 8\pi a_o^2 \sqrt{2Ry/(\pi m_e)}\ u_R^{3/2} u_{ij}^{-1} f_{ij}\alpha_{ij}\psi_1(\beta_{ij}, u_{ij}) .$$

En introduisant les valeurs numériques des constantes, l'Eq. (10) s'écrit :

$$<\sigma_{ij}v> = 8.685 \times 10^{-8}\ u_R^{3/2} u_{ij}^{-1} f_{ij}\alpha_{ij}\psi_1(\beta_{ij}, u_{ij}) \quad cm^3 s^{-1} \quad (11)$$

L'intégrale $\psi_1(\beta_{ij}, u_{ij})$ n'est pas calculable analytiquement ; nous avons utilisé l'approximation :

$$\psi_1(\beta_{ij}, u_{ij}) \simeq \exp(-u_{ij})(1+u_{ij})^{-1}\{(20+u_{ij})^{-1} + \ln [1.25\beta_{ij}(1+u_{ij}^{-1})]\} \quad (12)$$

qui n'est pas valable pour les petites valeurs de u_{ij} ; dans ce dernier cas l'évaluation de l'intégrale $\psi_1(\beta_{ij}, u_{ij})$ est faite numériquement.

Les Eqs. (11) et (12) permettent d'obtenir des expressions analytiques des coefficients de collision correspondants à toutes les transitions permises d'un atome. Ces expressions s'appliquent en particulier aux "niveaux effectifs" du modèle idéalisé de ArI.

Dans nos calculs numériques nous avons appliqué les Eqs. (7) et (8) pour les sections efficaces et l'Eq. (11) pour les coefficients de collision. Il est donc utile de regarder en quoi consiste la différence entre ces équations.

6.1.1.2. COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTES METHODES DE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES ET DES COEFFICIENTS D'EXCITATION.

Pour comparer les valeurs numériques des sections efficaces calculées par les Eqs. (1) et (7),(8) reprenons le cas de la transition 1s-2p de HI. Suivant DRAWIN (1966/67, table 2) on trouve :

$$\alpha_{12} = 1 , \beta_{12} = 1$$

Avec la valeur de la force d'oscillateur $f_{12} = 0.416$, calculée à partir de l'approximation de COULOMB, on a :

$$\sigma_{12}(U_{12})/(\pi a_o^2) = 2.96 \times (U_{12}-1)U_{12}^{-2} \ln(1.25\ U_{12}).$$

Pour les deux valeurs $U_{12} = 6$ et $U_{12} = 21$, correspondant respectivement à $u_s = 5$ et $u_s = 20$ on trouve :

$$\sigma_{12}(U_{12} = 6)/(\pi a_o^2) = 0.83 \quad , \quad \sigma_{12}(U_{12} = 21)/(\pi a_o^2) = 0.44$$

La valeur numérique $\sigma_{12}(U_{12}=6)/\pi a_o^2) = 0.83$ est plus petite (écart approximatif 17%) que celle que nous avons calculée par l'Eq. (1) ou que celle donnée par l'approximation de COULOMB $\sigma_{12}(U_{12} = 6)/(\pi a_o^2) = 0.96$ [voir Mc DOWELL *et al.* 1975] mais elle est en excellent accord avec les valeurs obtenues par l'expérience (Voir FITE 1962, LONG *et al.* 1968) et par des calculs récents plus raffinés [$\sigma_{12}(U_{12}=6)/(\pi a_o^2) = 0.81$ suivant Mc DOWELL *et al.* 1975] . La valeur de $\sigma_{12}(U_{12} = 21)$ est à moins de 7% près la même que celle obtenue à l'aide de l'Eq. (1) ; les expressions (1) et (7) donnent d'ailleurs toutes les deux une variation proportionnelle à E^{-1} lnE pour les grandes valeurs de l'énergie des électrons incidents.

Comparons maintenant les Eqs. (6) et (11) donnant les coefficients de collision à partir des expressions (1) et (7) pour les sections efficaces. La condition d'application de l'Eq. (7) est donnée par :

$$U_{ij} = E/E_{ij} = E/(u_{ij}\, kT) \gtrsim 1$$

et celle de l'Eq. (1) par :

$$u_s = U_{ij} - 1 = E/(u_{ij}\, kT) - 1 \gtrsim 1$$

c.à.d. que les domaines d'application des Eqs. (6) et (11) sont respectivement

$$u_{ij} \lesssim E/(2kT) \quad \text{et} \quad u_{ij} \lesssim E/(kT)$$

Puisque la première des deux valeurs limites est la moitié de la seconde pour les mêmes valeurs de E et kT, l'application de l'Eq. (11) est possible pour des valeurs de kT faibles et qui sortent du domaine d'application de l'Eq. (6).

Pour des valeurs de U_{ij} proches du seuil d'excitation les sections efficaces calculées par l'Eq. (7) sont plus petites que celles calculées par l'Eq. (1) pour une même température. L'Eq. (11) donne pour $\langle\sigma_{ij}v\rangle$ des valeurs plus petites que l'Eq. (6). Quand la température augmente cet écart diminue. En effet, les énergies électroniques ayant la même probabilité (dans le sens qu'elles correspondent à la même valeur de μ dans la relation $E = \mu kT$) sont plus grandes quand la température est plus grande. La moyenne $\langle\sigma_{ij}v\rangle$ se fait alors pour des régions où

$$U_{ij} = E/(u_{ij} kT) = \mu/u_{ij}$$

est plus grand. Puisque dans de telles régions les sections efficaces données par les deux Eqs. (1) et (7) sont voisines, le coefficient donné par l'Eq. (6) est proche de celui donné par l'Eq. (11).

Donnons deux exemples numériques concernant la transition 1s-2p de HI déjà considérée plus haut ; à partir de l'Eq. (11) on a :

$$<\sigma_{12}v> = 8.685 \times 10^{-8} \times u_R^{3/2} \; u_{12}^{-1} \times 0.416 \; \psi_1 \quad cm^3 s^{-1}$$

——— A. Choisissons T = 1182900 °K. On a : $<\sigma_{12}v> = 3.1 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1}$.
Calculons la même quantité par l'Eq. (6). En utilisant les tables de SOBEL'MAN (1972, chap. 11) on trouve :

$$<\sigma_{12}v> = 3.8 \times 10^{-8} \; cm^3 s^{-1}.$$

Prenons à titre indicatif comme valeur de la vitesse électronique, la vitesse moyenne :

$$<v> = \sqrt{8kT/(\pi m_e)} \; ;$$

on a alors :

$$E = 1/2 \; m_e <v>^2 = 4/\pi kT$$

ce qui donne :

$$U_{12} = \frac{E}{\Delta E} = \frac{4/\pi kT}{E} = \frac{4}{\pi} \; \frac{1}{u_{12}} \simeq 13.$$

Donc, dans cette région l'approximation de BORN est valable, ce qui explique l'accord des résultats obtenus par les Eqs. (6) et (11).

——— B. Pour une température dix fois plus petite, T = 118290 °K on trouve à partir de l'Eq. (11) : $<\sigma_{12}v> = 0.86 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1}$ et à partir de l'Eq. (6) $<\sigma_{12}v> = 1.646 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1}$. Utilisant encore la vitesse moyenne on trouve $U_{12} = 1.3$. Dans cette région l'approximation de BORN n'est pas valable, ce qui explique la valeur trop grande donnée par l'Eq. (6).

On voit d'après l'exemple B. que pour des différences d'énergies d'excitation que l'on rencontre souvent (une dizaine d'eV) l'approximation de BORN n'est pas valable dans le domaine de températures qui vous intéresse (8000 °K < T < 40000 °K). Au contraire la méthode quasi-empirique exposée est applicable aussi bien au calcul des sections efficaces qu'au calcul des coefficients de collision. Elle donne des valeurs coïncidant avec celles provenant d'autres calculs théoriques dans le

domaine $U_{ij} >> 1$ et elle est en bon accord avec l'expérience pour des valeurs proches du seuil ($U_{ij} \gtrsim 1$).

6.1.1.3. EXPRESSIONS DES SECTIONS EFFICACES ET DES COEFFICIENTS D'EXCITATION POUR LES TRANSITIONS PERMISES D'ARGON I.

Nous appliquons au calcul des paramètre intervenant dans l'excitation collisionnelle de l'argon les méthodes semi-empiriques exposées précédemment. Les forces d'oscillateur étant connues (voir chap. 4) on peut appliquer les formules du § 6.1.1.1 aux niveaux réels (cas A, où il y a des données expérimentales) ou directement aux "niveaux effectifs" du modèle atomique idéalisé (cas B.).

—— A. Transitions 3p-4s. Il s'agit ici de l'excitation électronique à partir du niveau fondamental $3p^6\ ^1S_o$ des deux premiers niveaux $4s[1/2]'_1$ ou $^1P_1$ et $4s[3/2]_1$ ou $^3P_1$ radiatifs (voir Fig. 38). Les transitions radiatives entre ces niveaux correspondent aux raies de résonance de ArI (l'excitation des niveaux métastables sera traitée dans le § 6.1.3.1.).

LLOYD *et al.* (1972a) ont réalisé des mesures expérimentales donnant la variation de la section efficace d'excitation σ_{ij} en fonction de l'énergie réduite U_{ij} des électrons incidents. Ces auteurs ont normalisé leurs mesures à l'aide des valeurs absolues données par l'approximation de BORN. Plus récemment d'autres mesures effectuées par Mc CONKEY et DONALDSON (1973) ont permis d'obtenir des valeurs absolues.

D'autre part GANAS et GREEN (1971) ont fait des calculs semi-empiriques utilisant l'approximation de BORN avec normalisation à l'aide des probabilités de transition correspondantes. SAWADA *et al.* (1971) utilisent les mêmes méthodes en considérant d'une part l'échange de charges et d'autre part des ondes déformées (BURHOP 1961).

La Fig. 32 permet de comparer, en échelle logarithmique, les différentes valeurs de $\sigma_T(U_{ij})/a_o^2$ pour la transition permise $3p \rightarrow 4s$. On y trouve d'une part les valeurs expérimentales obtenues par Mc CONKEY et DONALDSON (1973) et par LLOYD *et al.* (1972a) et d'autre part la courbe utilisée dans cette étude et donnée par l'Eq. (7) ; sa forme correspond à $\beta_{3p-4s} = 0,8$. L'écart aux valeurs mesurées par LLOYD *et al.* (1972a) dans la région $U_{ij} < 4$ est dû aux transitions en cascade qui surpeuplent les niveaux 4s et qui ne sont pas prises en compte par ces auteurs. Par contre Mc CONKEY et DONALDSON (1973) qui ne négligent pas les transitions en cascade, trouvent des valeurs en bon accord avec l'approximation que nous avons adoptée. Les valeurs des probabilités de transition $3p \leftarrow 4s$ et le rapport des sections efficaces correspondantes $\sigma'/\sigma = 2.52$ (l'accent désigne les grandeurs

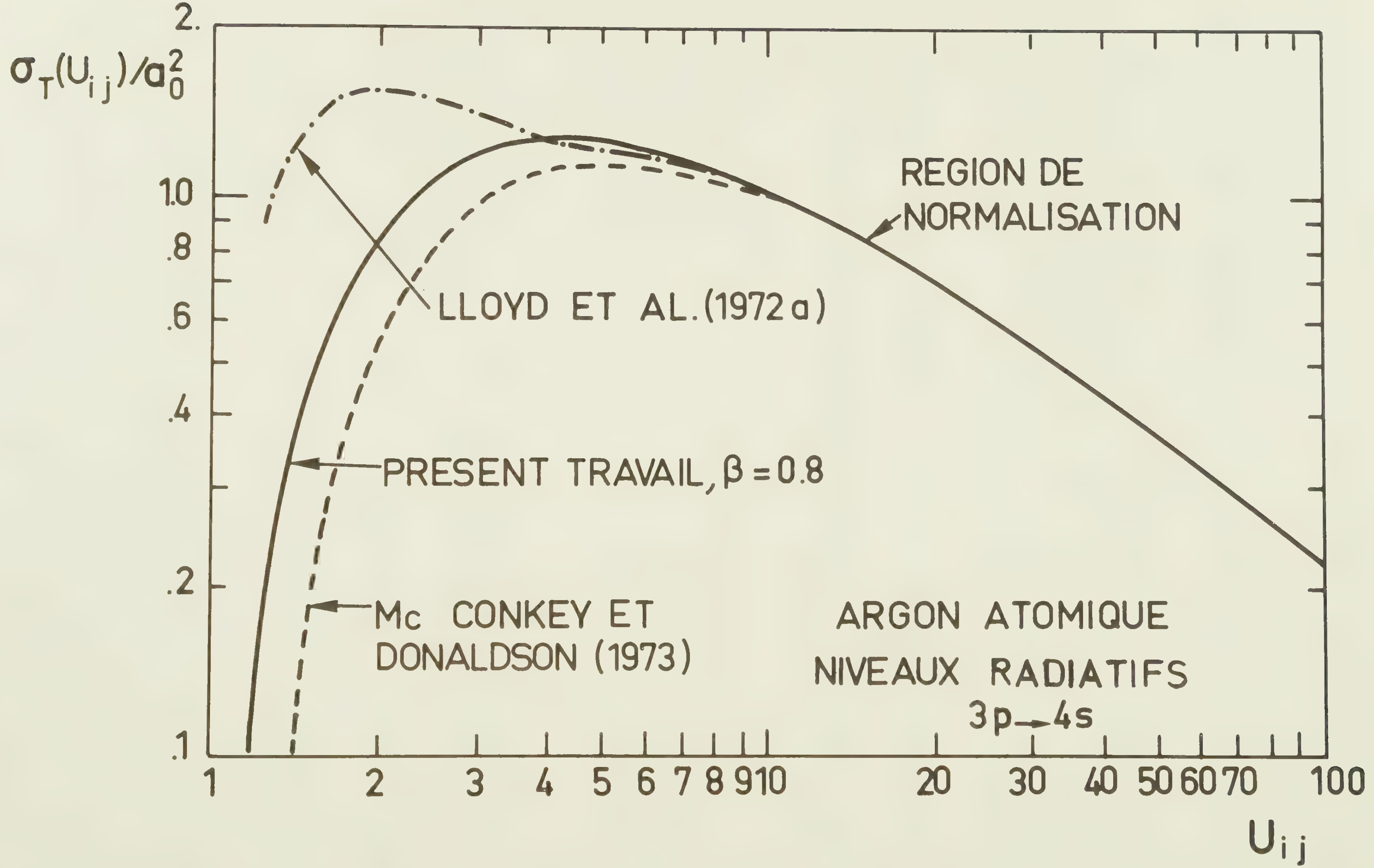


Fig. 32 : Section efficace d'excitation collisionnelle pour la transition permise 3p ⟶ 4s de ArI.

relatives à $j'_c = 1/2$) proviennent des mesures des mêmes auteurs.

Nous avons calculé les paramètres α et α' de la façon suivante :

Sur la Fig. 32 on voit que pour les valeurs maximales correspondant à $U_{ij} = 4.5$:

$$\sigma_T/a_o^2 = \sigma'_{MAX}/a_o^2 + \sigma_{MAX}/a_o^2 = 1.25$$

Connaissant la somme et le quotient de $\sigma_{MAX}, \sigma'_{MAX}$, on peut calculer :

$$\sigma_{MAX}/a_o^2 = 0.355 \quad , \quad \sigma'_{MAX}/a_o^2 = 0.895$$

La fonction

$$\Gamma(U_{ij}) \equiv g(U_{ij})/\alpha_{ij} = (U_{ij}-1)U_{ij}^{-2} \ln(1.25\beta_{ij}U_{ij})$$

pour $U_{ij} = 4.5$, $\beta_{ij} = 0.8$ prend la valeur

$$\Gamma(U_{ij} = 4.5) = 0.26$$

A partir des Eqs. (7) et (8) on trouve

$$\alpha_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{a_o^2} \left[4\pi(Ry/E_{ij})^2 \,\Gamma(U_{ij}) f_{ij}\right]^{-1}$$

et par conséquent

$$\alpha \equiv \alpha_{12} = (\sigma/a_o^2)/(17.20 \times 0.26 \times f_{12}) = 0.818$$

$$\alpha' \equiv \alpha_{13} = (\sigma'/a_o^2)/(16.61 \times 0.26 \times f_{13}) = 0.942$$

Les indices 1,2,3 affectant α, β, f sont relatifs aux "niveaux effectifs" du modèle atomique idéalisé ; précisons que les valeurs α_{12}, α_{13}, β_{12}, β_{13} ne représentent que la contribution des niveaux ^1P_o, $^3P_1$ (transitions permises). La contribution des transitions interdites est donnée au § 6.1.3.1.

Toutes les grandeurs nécessaires étant connues on peut calculer les coefficients de collision correspondants aux transitions entre les "niveaux effectifs" N = 1, N = 2, N = 3 à l'aide de l'Eq. (11).

——— B. <u>Transitions autres que $3p \rightarrow 4s$</u>. A défaut de mesures expérimentales satisfaisantes nous avons généralement utilisé l'Eq. (7) pour évaluer les sections efficaces des "niveaux effectifs". Ceci équivaut à utiliser l'Eq. (11) pour le calcul des coefficients d'excitation des différents "niveaux", dans l'hypothèse où la distribution de la vitesse électronique est maxwellienne.

6.1.2. CAS DES TRANSITIONS INTERDITES AVEC $\Delta\ell \neq \pm 1$ ("PARITY FORBIDDEN").

Ces transitions sont caractérisées par :

$$\Delta\ell \neq \pm 1 \quad , \quad \Delta s = 0.$$

Les sections efficaces pour de telles transitions, sont données par SOBEL'MAN (1972, chap. 11) et ont formellement la même structure analytique que pour les transitions permises [Eq. (1)], la fonction $\Phi_A(u_s)$ étant remplacée par :

$$\Phi_p(u_s) = C\sqrt{u_s/(u_s+1)}/(u_s+\phi)$$

(indice p pour "parity forbidden") ; les paramètres C et ϕ sont tabulés par SOBEL'MAN (1972, chap. 11). On obtient ainsi :

$$\boxed{\sigma^p_{i \to j} = \pi a_o^2 (Ry/E_{ij})^2 (E_j^I/E_i^I)^{3/2} \frac{Q'(i,j)}{2\ell_i + 1} \Phi_p(u_s)} \qquad (13)$$

Le coefficient Q'(i,j) pour les transitions interdites, est analogue à Q(i,j) pour les transitions permises.

Le coefficient d'excitation correspondant à l'Eq. (13) est donné par l'Eq. (6) avec $G_A(u_{ij})$ remplacé par

$$G_p(u_{ij}) = A\sqrt{u_{ij}(u_{ij}+1)}/(u_{ij}+\chi)$$

On à donc :

$$\boxed{\langle\sigma_{i \to j} v\rangle^p = 10^{-8} (Ry/E_{ij})^{3/2} (E_j^I/E_i^I)^{3/2} \exp(-u_{ij}) \frac{Q'(i,j)}{2\ell_i + 1} G_p(u_{ij})} \qquad (14)$$

DRAWIN (1964, 1966/67) propose la formule semi-empirique :

$$\boxed{\sigma^p_{i \to j} = 4\pi a_o^2 Q^p_{ij} U^{-1}_{ij} (1 - U^{-1}_{ij})} \qquad (15)$$

qui a la même dépendance en énergie que l'Eq. (13) pour $U_{ij} \equiv u_s + 1 >> 1$; Q^p_{ij} est une constante caractéristique de chaque transition. La courbe représentant la fonction :

$$F(U_{ij}) \equiv (1 - U^{-1}_{ij}) U^{-1}_{ij} \qquad (16)$$

détermine la variation de la section efficace en fonction de l'énergie (Fig. 33) ; elle a un maximum pour $U_{ij} = 2$. L'évaluation expérimentale des sections efficaces

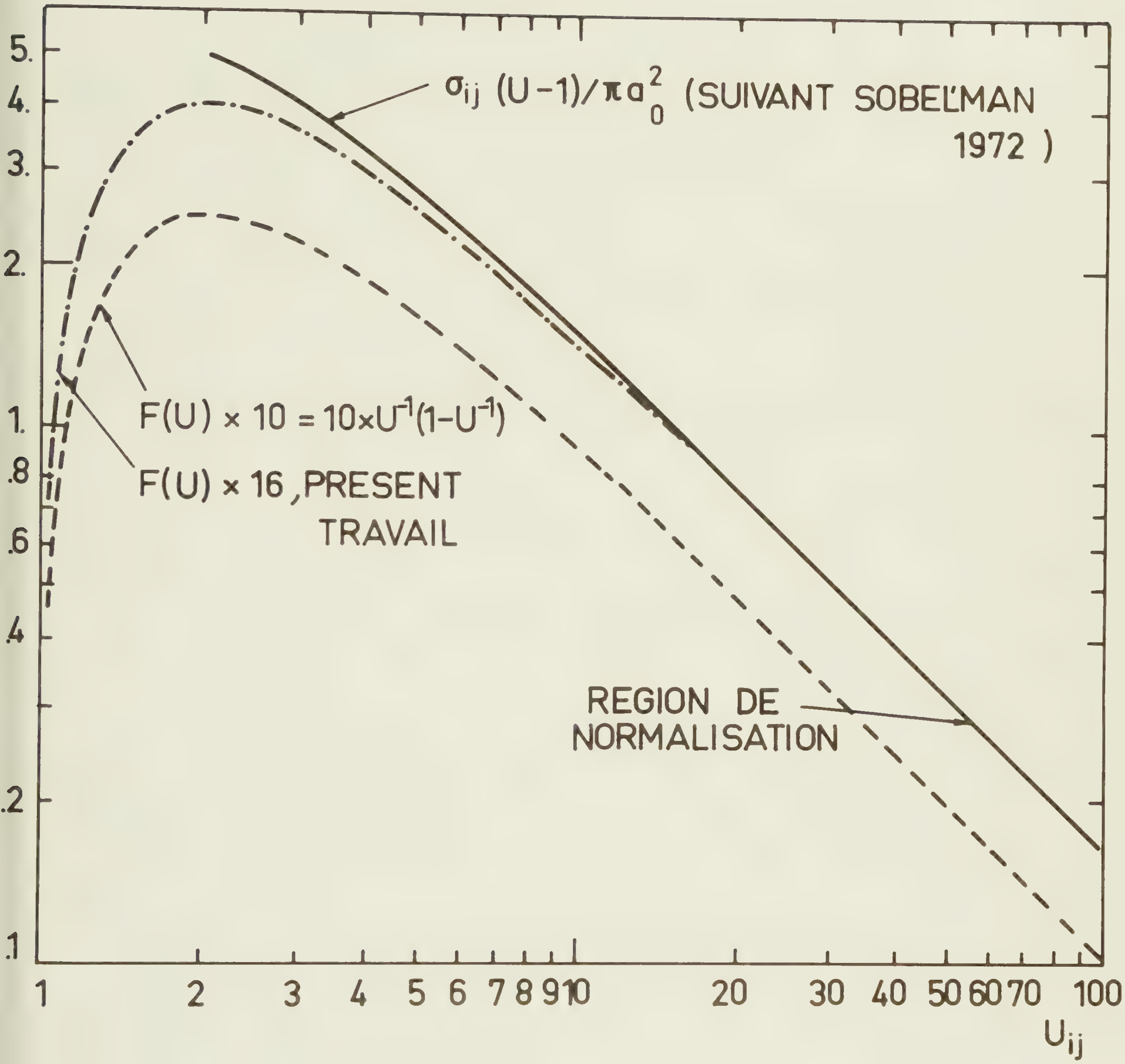


Fig. 33 : Forme des sections efficaces d'excitation collisionnelle pour les transitions interdites à cause de la parité ("parity forbidden"). Approximations suivant DRAWIN (1966/1967) et SOBEL'MAN (1972).

est rendue difficile par l'influence des transitions en cascade. A défaut de résultats expérimentaux satisfaisants, et bien que le maximum de la section efficace ne soit pas toujours situé à $U_{ij} = 2$ (cas des transitions entre les niveaux les plus bas), nous avons utilisé l'Eq. (15) dans tous les cas.

Les valeurs des coefficients Q^p_{ij} sont ajustées en comparant les courbes représentatives de l'Eq. (13) et de l'Eq. (16), et en les faisant coïncider pour les valeurs de $U_{ij} \gg 1$. La Fig. 33 correspond au cas de la transition 4s-5s ; on trouve $4Q^p_{ij} = 16$. Contrairement à ce qui est valable pour l'Eq. (13), l'Eq. (15) donne les valeurs nécessaires près du seuil pour décrire le comportement du plasma hors ETL dans la gamme des basses températures ($T_e < 20000°K$) et pour l'évaluation des collisions superélastiques, importantes surtout pour les électrons "lents" (DELCROIX, MATOS FERREIRA et RICARD 1975 § 2.2.).

A partir de l'Eq. (15), si l'on suppose que la distribution de la vitesse des électrons est maxwellienne, on trouve le coefficient d'excitation du processus correspondant :

$$<\sigma^p_{ij} v> = 8\pi a_o^2 \, Q^p_{ij} \sqrt{2kT/(\pi m_e)} \; u_{ij} \psi_o(u_{ij}) \quad , \tag{17}$$

avec

$$\psi_o(u_{ij}) \equiv e^{-u_{ij}} + u_{ij} Ei(-u_{ij}) \text{ et } -Ei(-u_{ij}) = \int_{u_{ij}}^{\infty} X^{-1} \exp(-X) dX,$$

soit numériquement

$$\boxed{<\sigma^p_{\underset{\rightarrow}{ij}} v> = 5.47 \times 10^{-11} 4Q^p_{ij} \sqrt{T[K]} \; u_{ij} \psi_o(u_{ij})} \quad cm^3 s^{-1} \tag{18}$$

Donnons à titre d'exemple le calcul de la section efficace de la transition non permise 1s-2s de l'atome d'hydrogène. A partir de l'Eq. (13) on trouve :

$$\sigma^p_{\underset{\rightarrow}{12}} (u_s)/(\pi a_o^2) = (Ry/E_{12})^2 (E_2^I/E_1^I)^{3/2} \frac{Q'(1,2)}{2\ell_1 + 1} \Phi_p(u_s) = 0.222 \times \Phi_p(u_s) \; ;$$

dans les tables données pour SOBEL'MAN (1972, chap. 11) on trouve C = 2.65, $\phi = 0.859$ d'où :

$$\Phi_p(50) = 0.0516 \quad \text{et} \quad \sigma^p_{\underset{\rightarrow}{12}}(50)/(\pi a_o^2) = 0.0115$$

D'autre part d'après l'Eq. (15) on a :

$$4Q^p_{12} = [\sigma^p_{\underset{\rightarrow}{12}}/(\pi a_o^2)] \{(u_s+1)^{-1} [1-(u_s+1)^{-1}]\}^{-1} = 0.596 \; ;$$

cette valeur coïncide pratiquement avec celle donnée par VRIENS (1965).

Calculons encore le coefficient d'excitation par chocs électroniques de la même transition non permise de l'hydrogène pour $T_e = 1182900\,^\circ K$. D'après l'Eq. (14) on a :

$$<\sigma^P_{\underset{\rightarrow}{12}} v> = 10^{-8}(Ry/E_{12})^2(E_2^I/E_1^I)^{3/2}\exp(-u_{12})A\sqrt{E_{12}/Ry}\,\frac{\sqrt{u_{12}(1+u_{12})}}{u_{12}+\chi} \quad .$$

Dans les tables données par SOBEL'MAN (1972, chap. 11) on trouve :

$$A\sqrt{E_{12}/Ry} = 5.07 \quad , \quad \chi = 1.14$$

d'où

$$<\sigma^P_{\underset{\rightarrow}{12}} v> \; = \; 0.27 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1} \quad .$$

Nous avons encore d'après l'Eq. (18)

$$<\sigma^P_{12} v> \; = \; 4Q^P_{12} \times 5.47 \times 10^{-11}\sqrt{T[^\circ K]}\; u_{12}\;\psi_o(u_{12})$$

$$= \; 0.26 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1},$$

ce qui est en accord avec la valeur précédemment calculée.

On a négligé dans les exemples de ce paragraphe et dans l'Eq. (15) le facteur

$$Q'(i,j)/(2\ell_i+1),$$

analogue à celui qui figure dans l'Eq. (14). Pour les exemples étudiés ici on a en fait :

$$Q'(i,j)/(2\ell_i+1) = 1$$

(il s'agit de transitions entre termes entiers) ; dans le cas général (calcul de la contribution de chaque niveau dans un multiplet), ce facteur est inclus dans le coefficient Q^P_{ij}. A l'instar de Q(i,j), Q'(i,j) est le premier terme non nul d'une série de coefficients Q'_n ; l'ordre n de ce terme est donné aussi par l'Eq. (3). Quand il s'agit de transitions avec $\ell_j - \ell_i = 0$ le premier terme non nul dans la série Q'_n est celui d'ordre zéro (n = 0). Nous nous bornerons à donner la formule relative au couplage jK avec $\ell_o = \ell_1 = \ell$. En négligeant les termes de la série Q'_n avec n > 0 on a :

$$Q'(\gamma_i K_i, \gamma_j K_j) \; = \; (2\ell+1)(2K_j+1)\begin{Bmatrix} \ell & K_i & j_c \\ K_j & \ell & 0 \end{Bmatrix}$$

On peut alors à l'aide de l'Eq. (19) déterminer les valeurs de Q'(i,j), pour séparer suivant le nombre quantique K, les niveaux correspondant à la même valeur du nombre quantique orbital.

6.1.2.1. VALEURS NUMERIQUES DE CES TRANSITIONS INTERDITES POUR ArI.

Nous donnons les coefficients caractéristiques Q^{p}_{ij} des transitions interdites avec $\Delta\ell \neq \pm 1$. Nous n'avons considéré que des transitions s-s et p-p de l'atome d'argon. Les valeurs de $4Q^{p}_{ij}$ qui déterminent les sections efficaces d'excitation d'après l'Eq. (15) et calculées d'après l'Eq. (13) sont données dans la table suivante :

TABLE 4

Valeurs du coefficient $4Q^{p}_{ij}$ [Eq. (15)] relatives à l'Argon I

TRANSITION		$4Q^{p}_{ij}$	TRANSITION		$4Q^{p}_{ij}$
NIVEAU INFER. i	NIVEAU SUPER. j		NIVEAU INFER. i	NIVEAU SUPER. j	
4s	5s	16.	4p	5p	106.
-	6s	2.475	-	6p	17.2
-	7s	0.895	-	7p	4.36
-	8s	0.606	5p	6p	1016.
5s	6s	332.7	-	7p	76.43
-	7s	43.6			
-	8s	14.11			

Nous avons réparti les valeurs contenues dans la Table 4 entre les "niveaux" de notre modèle atomique idéalisé à l'aide de l'Eq. (19). L'addition des sections efficaces pour des transitions qui, dans notre modèle, ne sont pas distinctes, est faite en sommant sur les valeurs correspondant au même "niveau effectif" supérieur et en faisant la moyenne sur les valeurs des transitions correspondant au même "niveau effectif" inférieur, en accord avec les lois de sommation des sections efficaces (SOBEL'MAN 1972, §48). Ceci nous amène aux valeurs de la Table 5. Les valeurs de cette table sont exprimées en fonction des indices N,M des "niveaux effectifs". Les Q^{P}_{NM} non donnés sont considérés comme nuls.

TABLE 5

Valeurs de $4Q^{p}_{NM}$ utilisées pour les coefficients d'excitation (transitions interdites , $\Delta\ell = 0$) entre "niveaux effectifs".

NUMERO DU NIVEAU	M = 12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
N = 1																				
2			16				2,5							0.89						0.61
3		16						2,5					0.89						0.61	
4					106							17.2						4.36		
5					106							17.2						4.36		
6						106					17.2						4.36			
7						106					17.2						4.36			
8					106							17.2						4.36		
9						106					17.2						4.36			
10																				
11																				
12																				
13								393					436						14.1	
14							1158							152						4.9
15																				
16												1016						7643		
17											1016						7643			
18																				

Résumons le travail effectué : l'Eq. (15) est appliquée aux transitions du modèle atomique idéalisé. Les valeurs $4Q^{p}_{NM}$ utilisées sont données dans la Table 5. Les coefficients d'excitation sont ensuite calculés, en supposant une distribution maxwellienne pour l'énergie des électrons libres, à l'aide de l'Eq. (18).

6.1.3. TRANSITIONS INTERDITES AVEC CHANGEMENT DE SPIN ("SPIN FORBIDDEN").

Ces transitions, caractérisées par les conditions

$$\Delta\ell = \pm 1 \quad , \Delta s \neq 0$$

sont l'objet d'un grand nombre d'études théoriques et expérimentales dont les résultats sont souvent incompatibles. La théorie aboutit, suivant le cas étudié

ou la méthode utilisée à des courbes de variation de la section efficace en fonction de l'énergie des électrons incidents qui sont très différentes, surtout près du seuil. D'autre part, l'évaluation des résultats expérimentaux est souvent sérieusement perturbée pour les transitions en cascade superposées.

Pour le cas que nous étudions nous avons utilisé la formule semi-empirique :

$$\sigma^s_{ij} = 4\pi a_o^2 \, Q^s_{ij} (U^2_{ij} - 1) U^{-5}_{ij} = C \, U^{-3}_{ij} (1 - U^{-2}_{ij}) \qquad (20)$$

(s pour "spin forbidden") proposée par DRAWIN (1966/67). L'Eq. (20) donne un maximum près de $U_{ij} = 1.3$ et une variation proportionnelle à U^{-3}_{ij} pour $U_{ij} \gg 1$. Cette dernière propriété est conforme aux résultats de la théorie quantique. Pour décrire une transition $i \rightarrow j$ il suffit de déterminer la valeur correspondante de Q^s_{ij} qui est considérée comme constante pour chaque transition. L'utilisation de l'Eq. (20) nous amène au coefficient d'excitation

$$\langle \sigma^s_{ij} v \rangle = 4 Q^s_{ij} \, \pi a_o^2 \times 2 \sqrt{2kT/(\pi m_e)} \; u_{ij} \psi_3(u_{ij}), \qquad (21)$$

avec

$$\psi_3(u_{ij}) \equiv u_{ij} \chi_3(u_{ij}) = u_{ij} \left[u_{ij} \int_{u_{ij}}^{\infty} u^{-2} (\exp(-u) du + u^3_{ij} \int_{u_{ij}}^{\infty} \exp(-u) u^{-4} du \right]$$

et numériquement :

$$\boxed{\langle \sigma^s_{ij} v \rangle = Q^s_{ij} \times 2.19 \times 10^{-10} \sqrt{T [^\circ K]} \; u_{ij} \psi_3(u_{ij}) \qquad cm^3 s^{-1}} \qquad (22)$$

Dans le cas du couplage jK (que nous avons utilisé pour l'atome d'argon) l'estimation des valeurs Q^s_{ij} pour les transitions avec changement de spin est moins aisée que dans le cas du couplage LS pur. Les courbes expérimentales représentant la section efficace des transitions d'excitation en fonction de l'énergie de l'électron incident ont une forme variée suivant la transition considérée. Ceci provient des transitions d'intercombination dues à l'échange des charges (DELCROIX et MANUS 1972 ; MAPLETON 1972) et de la présence d'un mélange d'états avec multiplicités différentes (DELCROIX, MATOS-FERREIRA et RICARD 1975, § 2.2.3).

Pour nos calculs numériques nous avons utilisé l'Eq. (20) ; l'estimation des coefficients Q^s_{ij} - supposés constants pour une transition $i \rightarrow j$ donnée-est décrite ci-dessous.

6.1.3.1. VALEURS NUMERIQUES.

Nous avons examiné seulement l'excitation des deux niveaux métastables ^3P_o et $^3P_2$ (ou $4s[1/2]'_o$, $4s[3/2]_2$, voir Fig. 38) à partir du niveau fondamental.

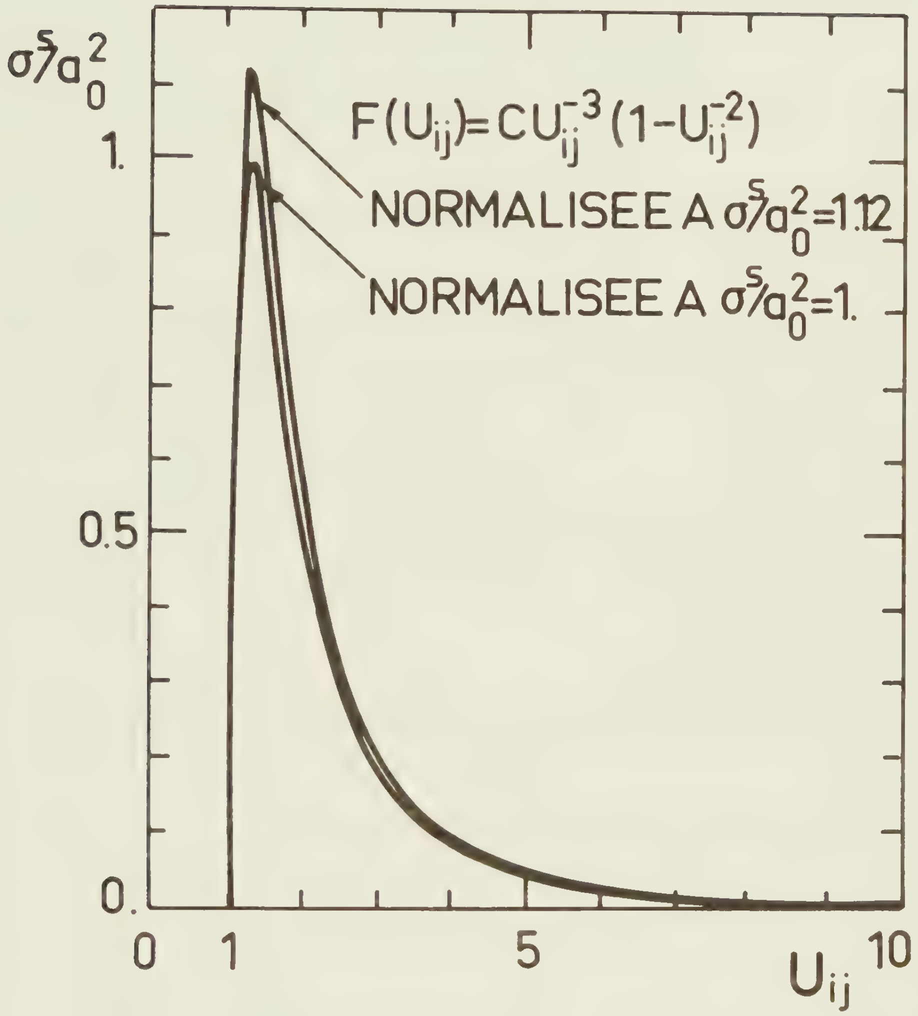


Fig. 34 : Forme des sections efficaces d'excitation collisionnelle pour les transitions interdites à cause du spin ("spin forbidden"). Approximation suivant DRAWIN (1966/1967).

En effet, ces transitions sont particulièrement importantes et on manque d'information sur les autres.

Pour les deux niveaux considérés, la partie principale de l'excitation à partir du niveau fondamental, située dans la région $U_{ij} < 10$, doit avoir la forme typique donnée par l'Eq. (20) et tracée sur la Fig. 34 [courbes $F(U_{ij}) = CU_{ij}^{-3}(1-U_{ij}^{-2})$] Les principaux résultats théoriques et expérimentaux pour l'excitation des niveaux ^3P_o, $^3P_2$ sont représentés sur la Fig. 35 ; $\sigma_T(U_{ij})$ est la somme des sections efficaces d'excitation collisionnelle du niveau fondamental vers ces deux niveaux.

La courbe en trait pointillé (....) est construite à l'aide des mesures absolues de BORST (1974).

La courbe en trait interrompu (---) représente les mesures de LLOYD *et al.* (1972b) ; les valeurs données sont normalisées à l'aide de l'approximation de BORN dans la région $U_{ij} = 13$ (à noter qu'ici $E_{ij} \simeq 11.5$ eV) pour laquelle on a choisi la courbe de la Fig. 31 avec $\beta_{ij} = 1$ [Eqs. (7) et (8)].

Les valeurs calculées par SAWADA *et al.* suivant l'approximation des ondes déformées (symbolisée par D.W. pour "distorted waves", voir par exemple BURHOP 1961) sont représentées sur la Fig. 35 (trait pointillé et interrompu -.-.-.).

Dans le couplage jK adopté, une petite partie de l'excitation des niveaux métastables à partir du niveau fondamental, a la forme d'une transition permise (voir § 6.1.3.). Après avoir retranché cette contribution de l'excitation totale, on obtient les deux courbes correspondant à la transition purement non-permise de la Fig. 36 (trait pointillé et trait interrompu). On peut décrire approximativement cette partie non permise de la transition considérés à l'aide de l'équation $F(U_{ij}) = CU_{ij}^{-3}(1-U_{ij}^{-2})$; pour ce faire il suffit de normaliser $F(U_{ij})$ en utilisant la valeur $F(U_{ij})_{MAX} = 1.12$ donnée par les deux courbes de la Fig. 36 ; (résultat de cette normalisation sur la Fig. 34). De cette façon on a évalué le coefficient $Q^S_{3P \to 4S}$ de l'Eq. (20).

Pour illustrer les résultats de l'utilisation de l'Eq.(20) nous ajoutons aux valeurs obtenues par cette équation avec Q^S_{3P-4S} calculé (Fig. 34, courbe normalisée à $\sigma^S/a_o^2 = 1.12$) la partie permise de la transition suivant l'approximation de BORN (que nous avons soustrait des valeurs expérimentales, Fig. 35). Le résultat est la courbe en trait continu de la Fig. 36. Celle-ci est proche de celle calculée par SAWADA *et al.* (1971, courbe correspondant à l'approximation "D.W." de la Fig. 35). La différence entre nos valeurs et les valeurs expérimentales est justifiée par des transitions en cascade, particulièrement importantes dans le cas des niveaux métastables (Mc CONKEY et DONALDSON 1973). Notons que les valeurs

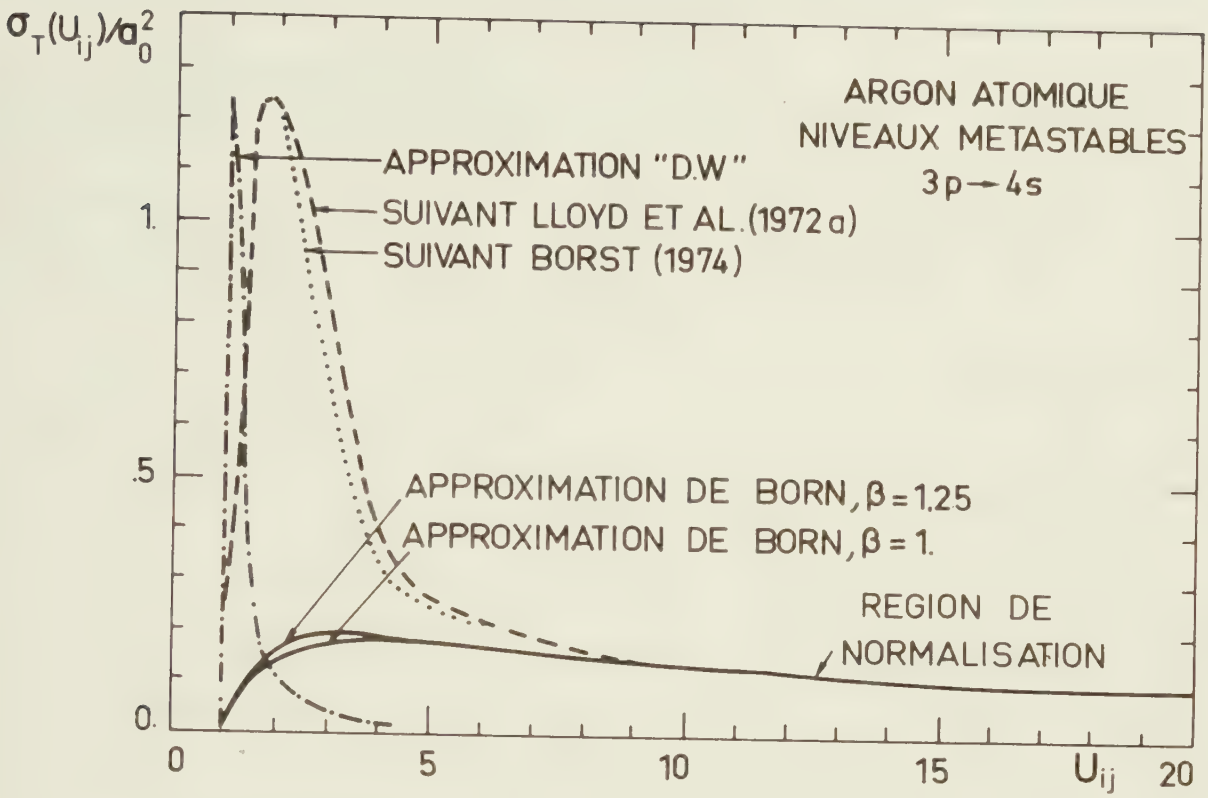


Fig. 35 : Section efficace d'excitation totale des niveaux métastables 4s d'ArI. Valeurs données dans la littérature.

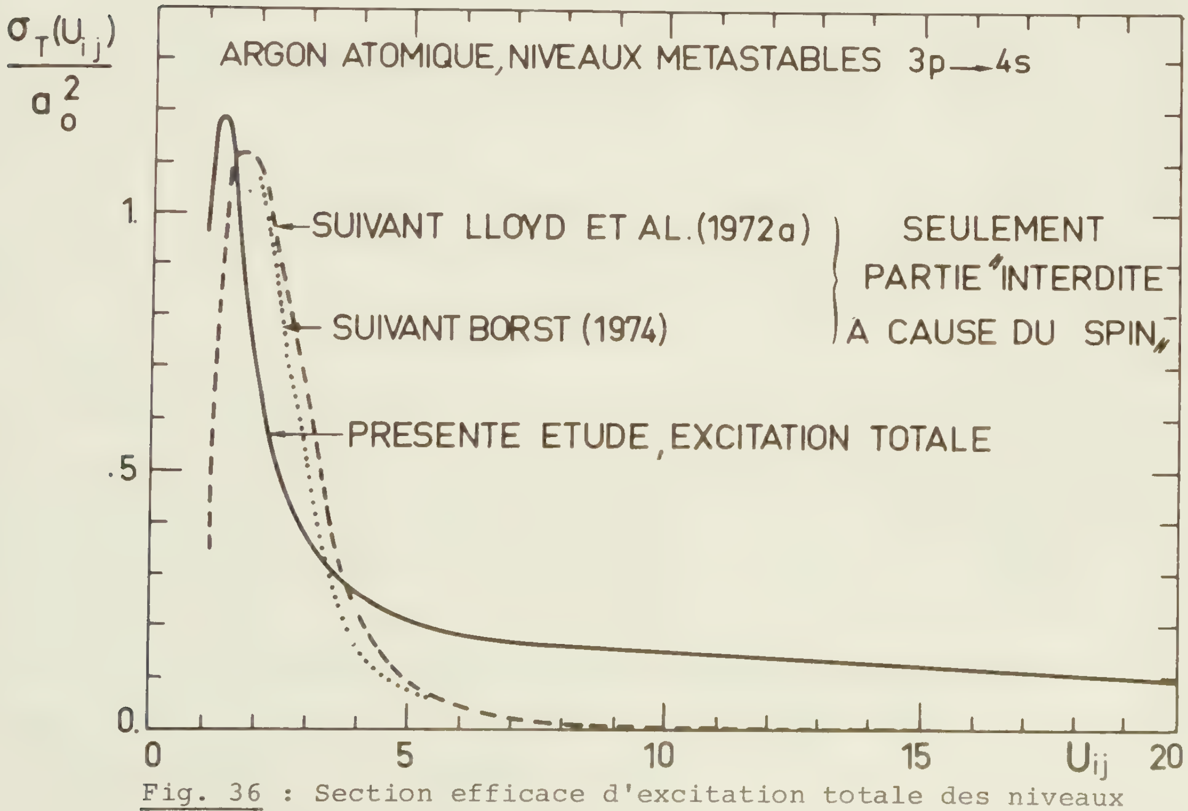


Fig. 36 : Section efficace d'excitation totale des niveaux métestables 4s d'ArI. Détermination d'une formule analytique à partir des valeurs expérimentales.

données par DELCROIX, MATOS-FERREIRA et RICARD (1975, fig. 2.12) normalisées suivant les travaux de PESNELLE (1970) présentent un pic situé à $U_{ij} \simeq 2$; la valeur maximale donnée est 40% plus petite que la notre.

Il reste encore à calculer les valeurs à attribuer aux "niveaux effectifs" de notre modèle atomique. Pour cela, il faut séparer suivant les poids statistiques la section efficace totale non permise $\sigma^{s}_{3p\to 4s}$ en deux composantes correspondant aux niveaux ^3P_o et $^3P_2$, d'après les résultats expérimentaux (TAM et BRION 1973) :

$$\sigma^{s}_{^3P_o} / \sigma^{s}_{^3P_2} \simeq 1/5$$

Cette séparation nous amène à attribuer aux "niveaux effectifs" N=2 et N=3 de notre modèle idéalisé les paramètres suivants :

—— A. $Q^{s}_{1\to 2} = 0.361$, $Q^{s}_{1\to 3} = 0.072$ pour calculer la partie non permise de l'excitation.

—— B. $f^{MET}_{1-2} = 0.024$, $f^{MET}_{1-3} = 0.010$ pour calculer la contribution "ayant l'allure d'une transition permise" à l'excitation des niveaux métastables, avec $\alpha = 1$, $\beta = 1$. Ces valeurs des forces d'oscillateurs étant un ordre de grandeur plus petites que celles attribuées aux niveaux 4s non métastables ($^1P_1$ et $^3P_1$) justifient la qualification des niveaux ^3P_o et $^3P_2$ de "métastables".

Une fois les valeurs de Q^{s}_{ij} et f^{MET}_{ij} calculées, on procède sans difficulté au calcul des coefficients d'excitation correspondants, à l'aide des Eqs. (11) et (22).

6.2. LES COEFFICIENTS D'EXCITATION ET DE DESEXCITATION COLLISIONNELLE.

6.2.1. EXCITATION.

Jusqu'ici nous avons considéré trois types d'excitation collisionnelle du niveau réel j à partir du niveau réel i ; les coefficients d'excitation correspondants sont $<\sigma_{ij}v>$, $<\sigma^{p}_{ij}v>$, $<\sigma^{s}_{ij}v>$ pour les transitions "allowed", "parity forbidden", et "spin forbidden" respectivement.

Chaque "niveau effectif" du modèle atomique est généralement composé de plusieurs niveaux réels. Pour calculer le coefficient d'excitation total C_{MN} entre deux "niveaux effectifs" M,N ($M > N$ quand $E^{I}_{N} > E^{I}_{M}$) il faut considérer les trois types d'excitation collisionnelle de tous les niveaux réels composant le "niveau effectif ". On distingue :

—— A. Transitions permises ; les forces d'oscillateur utilisées ont été calculées au § 4.3. Généralement, pour tous les niveaux réels contenus dans un même "niveau effectif" $\alpha_{ij} = 1$, $\beta_{ij} = 1$; les valeurs de U_{ij} sont voisines. On a donc utilisé l'Eq. (11). Quand $\alpha_{ij} \neq 1$, $\beta_{ij} \neq 1$ nous avons calculé séparément la

contribution de chaque niveau réel à l'excitation totale (cas des "niveaux effectifs" N = 1,2,3 par exemple).

——— B. Transitions interdites avec $\Delta\ell = 0$: on utilise directement l'Eq. (17) avec les coefficients $4Q^p_{NM}$ qui se trouvent dans la Table 5.

——— C. Transitions interdites avec $\Delta S = 0$: Nous avons considéré que les coefficients de réaction pour ces transitions sont nuls, à l'exception de ceux des transitions $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$ qui sont calculés d'après les Eqs. (11) et (22).

Le coefficient total d'excitation du "niveau effectif" N vers le "niveau effectif" M s'exprime donc :

$$C_{\underset{\leftarrow}{NM}} = \langle\sigma_{MN} v\rangle_{TOTAL} = \langle\sigma_{MN} v\rangle + \langle\sigma^p_{MN} v\rangle + \langle\sigma^s_{MN} v\rangle$$

soit

$$C_{\underset{\leftarrow}{MN}} = 8.685 \times 10^{-8} u_R^{3/2} u_{NM}^{-1} \left\{ [\sum_{ij} g_i f_{ij} \alpha_{ij} \psi_1(\beta_{ij}, u_{ij})] / \sum_i g_i + f^{MET}_{NM} \psi_1(\beta_{NM} = 1, u_{NM}) \right\}$$

$$+ 2.19 \times 10^{-10} \sqrt{T[°K]}\, u_{NM}\, Q^p_{NM} \psi_o(u_{NM}) + Q_{NM} \psi_3(u_{NM}) \qquad (23)$$

avec

$$u_{NM} \equiv (E^x_M - E^x_N)/kT$$

et la sommation portant sur tous les indices i,j correspondant aux niveaux réels contenus dans les "niveaux effectifs" N,M. Quand $(N,M) \neq (1,2)$ et $(1,3)$ on a $f^{MET}_{NM} = 0$, $\alpha_{ij} = \beta_{ij} = 1$ pour toutes les composantes à ajouter et l'Eq. (23) devient :

$$C_{MN} = 8.685 \times 10^{-8} u_R^{3/2} u_{NM}^{-1} f_{NM} \psi_1(\beta_{NM} = 1, u_{NM}) + 2.19 \times 10^{-10} \sqrt{T[°K]}\, u_{NM} Q^p_{NM} \psi_o(u_{NM})$$

6.2.2. DESEXCITATION

C'est le processus $j \rightarrow i$, inverse de $i \rightarrow j$. Il correspond à une collision superélastique. Pour calculer les coefficients de désexcitation on utilise le principe du bilan détaillé (JEFFERIES 1968, § 6.2.1.). Par cette méthode on ne peut calculer que $F_{\underset{\leftarrow}{ij}}$ coefficient total de désexcitation du niveau réel j vers le niveau réel i, car on doit appliquer la microréversibilité à des niveaux réels. On établit ensuite une relation de correspondance entre F_{ij} et F_{NM}. On a :

$$C_{\underset{\rightarrow}{ij}} \equiv \langle\sigma_{ij} v\rangle_{TOTAL} = \langle\sigma_{ij} v\rangle + \langle\sigma^p_{ij} v\rangle + \langle\sigma^s_{ij} v\rangle \qquad (24)$$

Si g_i, g_j sont les poids statistiques des niveaux i,j ($E_i^x < E_j^x$) on le coefficient de désexcitation total

$$F_{ij} \equiv \langle\sigma_{ij}v\rangle^{DES}_{TOTAL} = \langle\sigma_{ij}v\rangle \frac{g_i}{g_j} e^{u_{ij}} + \langle\sigma^p_{ij}v\rangle \frac{g_i}{g_j} e^{u_{ij}} + \langle\sigma^s_{ij}v\rangle \frac{g_i}{g_j} e^{u_{ij}} \quad (25)$$

et compte tenu de l'Eq. (24)

$$F_{ij} = \frac{g_i}{g_j} \langle\sigma_{ij}v\rangle_{TOTAL} \exp(u_{ij}) \quad ; \quad E_i^x < E_j^x \quad . \quad (26)$$

Il nous reste à calculer le coefficient de désexcitation F_{NM} entre deux "niveaux effectifs" N,M du modèle atomique, contenant respectivement des niveaux réels i,j.

Le processus partant du niveau supérieur, nous devons sommer pour les niveaux réels i appartenant au "niveau effectif" inférieur N et former la moyenne pondérée à l'aide des poids statistiques pour les niveaux réels j appartenant au "niveau effectif" supérieur M (même loi que pour les probabilités de transition) On a alors :

$$F_{NM} = 8{,}685 \times 10^{-8} u_R^{3/2} u_{NM}^{-1} e^{u_{NM}} \left\{ [\sum_{ij} g_i f_{ij} \alpha_{ij} \psi_1(\beta_{ij}, u_{ij})] / \sum_j g_j + \frac{g_N}{g_M} f^{MET}_{NM} \psi_1(\beta_{NM}=1, u_{NM}) \right\}$$

$$+ \; 2{,}19 \times 10^{-10} \sqrt{T\,[°K]}\; u_{NM} e^{u_{NM}} \frac{g_N}{g_M} [Q^p_{NM} \psi_o(u_{NM}) + Q^s_{NM} \psi_3(u_{NM})] =$$

$$= e^{u_{NM}} \frac{g_N}{g_M} C_{\overleftarrow{MN}} \quad (27)$$

avec $g_N = \sum_i g_i$ et $g_M = \sum_j g_j$. L'Eq. (27) n'est qu'un cas particulier de l'Eq. (26) appliquée aux "niveaux effectifs".

6.3. RECOMBINATION PAR TRIPLE CHOC ET IONISATION PAR CHOC ELECTRONIQUE. SECTIONS EFFICACES ET COEFFICIENTS DE REACTION.

Il s'agit des processus introduits au § 2.3.A. Il n'existe que peu de données expérimentales concernant l'ionisation collisionnelle de l'atome d'argon (voir p. ex. VRIENS 1964). Pour obtenir des valeurs cohérentes on a choisi l'approximation proposée par DRAWIN (1961), 1966/67) ; la section efficace d'ionisation relative à un niveau i est donnée par :

$$\sigma_i = 2{,}66\, \pi a_o^2 (Ry/E_i^I)^2\ \xi_i\ \frac{U_i - 1}{U_i^2} \ln (1{,}25\ \beta_i U_i), \tag{28}$$

avec

$$U_i \equiv E/E_i^I \quad ; \tag{29}$$

ξ_i est le nombre effectif d'électrons formant la couche électronique à ioniser. Dans le cas de l'argon, pour le niveau fondamental (caractérisé par $i \equiv f$) on a $\xi_f = 6$ et pour les niveaux excités $\xi_{i \neq f} = 1$. Le coefficient β_i est approximativement égal à 1.

En intégrant sur une distribution maxwellienne de la vitesse des électrons incidents, on obtient le coefficient d'ionisation par collisions electroniques :

$$S_i \equiv \langle \sigma_i v \rangle = 5{,}32\, \pi a_o^2 (Ry/E_i^I)^2\ \xi_i \sqrt{2kT/(\pi m_e)}\ u_i \psi_1 (u_i, \beta_i) \tag{30}$$

avec

$$u_i = E_i^I/(kT) \quad , \tag{31}$$

$$\psi_1 (u_i, \beta_i) = \exp(-u_i)(1+u_i)^{-1} \int_{u_i}^{\infty} (1-u_i/u) \exp(-u_i)\ \ln(1{,}25\beta_i\ u/u_i)\ du \tag{32}$$

et numériquement (avec $\beta_i = 1$)

$$S_i = 1{,}46 \times 10^{-10}\ \xi_i (Ry/E_i^I)^2 \sqrt{T[^\circ K]}\ u_i \psi_i (u_i, 1) \quad cm^3 s^{-1} \tag{33}$$

Comme au § 6.2.2, à partir de l'Eq. (33) et à l'aide du principe du bilan détaillé appliqué aux niveaux réels, on peut calculer le coefficient Q_i correspondant au processus inverse, la recombination à trois corps :

$$Q_i = \frac{g_i}{2g_+}\ \frac{S_i \exp(u_i)}{2{,}42 \times 10^{15}\ T^{3/2}} \quad cm^6 s^{-1} \tag{34}$$

où g_+ est le poids statistique de la limite d'ionisation de l'atome d'argon concernée ($g_+ = 2$ ou 4 pour $j_c = 1/2$ ou $3/2$ respectivement) et T est exprimé en °K.

Examinons maintenant quelle forme prennent les coefficients d'ionisation et de recombination à trois corps pour des "niveaux effectifs". Le coefficient d'ionisation pour le "niveau effectif" N s'écrit :

$$S_N = 1{,}46 \times 10^{-10}\ \xi_N (Ry/E_N^I)^2 \sqrt{T\,[°K]}\, u_N \psi_1 (u_N, \beta_N) \quad cm^3 s^{-1} \tag{35}$$

avec

$$u_N = E_N^I \times 1{,}438/T \tag{36}$$

E_N^I étant l'énergie d'ionisation du "niveau effectif" N en cm^{-1}, T la température électronique en°K , ξ_N remplaçant ξ_i (alors $\xi_1 \equiv \xi_f$) et $\beta_N = 1$. Le coefficient de recombination à trois corps Q_N est :

$$Q_N = \frac{g_N}{2g_+} \frac{S_N \exp(u_N)}{2{,}42 \times 10^{15}\ T^{3/2}} \quad cm^6 s^{-1} \quad . \tag{37}$$

7. RESULTATS NUMERIQUES POUR LE PLASMA OPTIQUEMENT MINCE.

Les équations qui composent le modèle C-R et les formes des solutions obtenues sont données dans le § 2.4. Dans les Chap. 3 à 6 nous avons calculé les paramètres collisionnels et radiatifs nécessaires à l'évaluation numérique. Il nous faut maintenant appliquer le système d'Eqs. (2.47) aux "niveaux effectifs" du modèle idéalisé de l'atome d'argon. La présence de deux limites distinctes d'ionisation nous oblige à considérer initialement un système séparé d'équations couplées pour chacune des deux valeurs possibles $j_c'=1/2$ et $j_c=3/2$; le seul "niveau" commun de ces deux sous-ensembles de "niveaux effectifs" est le niveau fondamental. Ce procédé est indispensable pour obtenir un système fermé de transitions lié-lié et lié-libre (ou libre-lié) dans lequel les excitations et les ionisations compensent les désexcitations et les recombinaisons. Ensuite nous ajoutons membre à membre les deux équations valables pour le niveau fondamental et l'équation résultante constitue, avec les équations relatives aux "niveaux effectifs" excités un système d'équations à résoudre numériquement.

Le système d'équations à résoudre s'écrit :

$$\left(\frac{\partial n_N}{\partial t}\right)_{C-R} = \sum_{M-1}^{P} c_{NM} n_M + \delta_N \quad \text{avec} \quad 1 \leq N,M \leq P \tag{1}$$

et pour un plasma homogène et stationnaire

$$0 = \sum_{M=1}^{P} c_{NM}\, n_M + \delta_N \quad , \quad 1 \leq N,M \leq P \tag{2}$$

La valeur de P ne peut pas dépasser $\overline{N}$ qui est le nombre total de niveaux liés.

Puisqu'il s'agit ici d'un plasma optiquement mince on pose :

$$\boxed{\Lambda_N \equiv 1 \quad ; \quad \Lambda_{NM} \equiv 1 \quad .} \tag{3}$$

Il faut encore préciser que dans les Eqs(1) et (2) nous avons posé $n_+ \equiv n_e \lambda_N/3$, de façon à ce que la somme des densités des ions n_+^{TOT}, correspondant aux limites d'ionisation $^2P^o_{3/2}$, $^2P^o_{1/2}$ soit :

$$n_+^{TOT} = \frac{1}{3} n_e + \frac{2}{3} n_e = n_e \qquad (4)$$

suivant le principe de quasi-neutralité.

($\lambda_N = 1$ pour $j_c' = 1/2$ et $\lambda_N = 2$ pour $j_c = 3/2$)

Quand le plasma est en ETL complet, si on veut connaître la densité de population d'un "niveau" n_N en fonction de la densité totale

$$n_o^T = n_o + n_o' = \sum_{N=1}^{\bar{N}} n_N$$

des atomes neutre (n_o, n_o' sont les densités des atomes neutres correspondant aux systèmes j_c=3/2, j_c'=1/2), où $\bar{N}$ est le plus haut niveau lié considéré, on peut écrire la loi de BOLTZMANN sous la forme :

$$n_1^{T*} = n_o^T \frac{g_1^T}{P_o^T(T)} \qquad \text{"niveau" fondamental} \qquad (5a)$$

$$n_N^* = n_o \frac{g_N}{P_o(T)} \exp[-E_N^x/(kT)] \qquad \text{"niveau" } N \text{ avec } j_c = 3/2 \qquad (5b)$$

$$n_N^* = n_o' \frac{g_N}{P_o'(T)} \exp[-E_N^x/(kT)] \qquad \text{"niveau" } N \text{ avec } j_c' = 1/2 \qquad (5c)$$

$P_o^T(T)$ étant la fonction de partition totale des atomes neutres définie par :

$$P_o^T(T) = \sum_{N=1}^{\bar{N}} g_N \, e^{-E_N^x/(kT)} \quad ;$$

$$P_o(T) = (2/3)P_o^T(T) \quad \text{et} \quad P'_o(T) = (1/3)P_o^T(T)$$

correspondent aux systèmes avec $j_c=3/2$, $j'_c=1/2$ respectivement. L'astérisque indique que les populations concernent un plasma en ETL complet.

On peut évaluer la densité totale des atomes neutres en utilisant l'équation de SAHA sous la forme approximative :

$$n_o^T = \frac{n_e n_+}{g_+} \frac{P_o(T)}{2} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^T/(kT)} + \frac{n_e n'_+}{g'_+} \frac{P'_o(T)}{2} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^{I'}/(kT)},$$

$$= \frac{n_e^2}{18} P_o^T(T) \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^I/(kT)} (1 + e^{\Delta u}/2) \tag{6a}$$

$$n_o = \frac{n_e n_+}{g_+} \frac{P_o(T)}{2} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^I/(kT)} = \frac{n_e^2}{12} P_o(T) \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^I/(kT)} \tag{6b}$$

$$n'_o = \frac{n_e n'_+}{g'_+} \frac{P'_o(T)}{2} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^{I'}/(kT)} = \frac{n_e^2}{12} P'_o(T) \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^{I'}/(kT)} \tag{6c}$$

Dans l' Eq.(6a) Δu est défini par:

$$\Delta u = (E_1^{I'} - E_1^I)/(kT)$$

Nous avons ici remplacé les fonctions de partition des ions $P_+(T)$, $P'_+(T)$, par les poids statistiques des niveaux fondamentaux g_+, g'_+ et négligé l'abaissement du potentiel d'ionisation ; en plus nous posons :

$$g'_1 = 1/3 \quad , \quad g_1 = 2/3 \; ; \; n'_+ = (1/3)\,n_e \quad , \quad n_+ = (2/3)\,n_e \; ; \; g'_+ = 2, \quad g_+ = 4.$$

En utilisant les Eqs (5) et (6) on trouve :

$$n_1^T = \frac{n_e^2}{18} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_1^I/(kT)} (1 + e^{\Delta u}/2) \quad \text{niveau fondamental} \qquad (7a)$$

$$n_N^* = n_e^2 \frac{g_N}{12} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_N^I/(kT)} \quad \text{"niveau" N avec } j_c = 3/2 \qquad (7b)$$

$$n_N^* = n_e^2 \frac{g_N}{12} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_N^{I'}/(kT)} \quad \text{"niveau" N avec } j_c' = 1/2 \qquad (7c)$$

Nous avons utilisé ces équations pour calculer les densités de population des différents "niveaux effectifs" des atomes neutres dans un plasma en ETL.

La formulation des solutions obtenues se fait de la manière suivante * :

——— A. En ce qui concerne le plasma homogène et stationnaire (H-S) le décrément de SAHA [Eq.(2.48)] du "niveau effectif" N s'écrit :

$$b_N^{HS} = n_N^{HS}/n_N^* \qquad (8)$$

p. ex. pour le niveau fondamental on a

$$b_1^{HS} = n_1^{HS}/n_1^* \qquad (9)$$

——— B. Pour les plasmas inhomogènes et/ou transitoires, suivant l'Eq.(2.54) la densité de population des "niveaux effectifs" excités s'écrit :

$$n_N = n_N^{(o)} + n_N^{(1)} \; n_1 \qquad (10)$$

et les décréments de SAHA correspondants sont :

---

* Dans la suite on considère les densités totales du niveau fondamental même en absence de l'indice T, sauf si c'est précisé autrement.

$$b_N \equiv n_N / n_N^* = r_N^{(o)} + r_N^{(1)} n_1/n_1^* \qquad (11)$$

avec les définitions

$$r_N^{(o)} \equiv n_N^{(o)}/n_N^* \quad , \quad r_N^{(1)} \equiv n_N^{(1)} n_1^*/n_N^* \qquad (12)$$

Pour le niveau fondamental on pose suivant l'Eq.(2.61) :

$$b_1 \equiv n_1/n_1^* \qquad (13)$$

L'exploitation numérique du modèle C-R est semblable à celle faite antérieurement pour des plasmas d'hydrogène ou d'hélium (DRAWIN et EMARD 1970). Nous avons "résolu" le système d'abord pour des plasmas d'argon H-S, puis pour des plasmas inhomogènes et/ou transitoires suivant la méthode décrite au Chap. 2. On a ainsi obtenu les densités de population n_N^{HS} , n_N des différents "niveaux effectifs" N, les décréments de SAHA correspondants b_N^{HS} , b_N , les coefficients globaux d'ionisation et de recombinaison S et α, et les coefficients $r_N^{(o)}, r_N^{(1)} (N > 1)$

A partir des densités de population des "niveaux effectifs" on peut calculer la densité de population d'un niveau réel quelconque de l'atome d'argon, en supposant que les niveaux réels contenus dans chaque "niveau effectif" sont en équilibre statistique entre eux (voir § 3.3.). Enfin on peut faire une moyenne pondérée sur les coefficients $r_N^{(o)}, r_N^{(1)}$ pour évaluer $r_n^{(o)}, r_n^{(1)}$ relatifs à des configurations entières, caractérisées par un nombre quantique principal n.

Pour montrer l'influence du nombre des niveaux considérés, sur les résultats, nous commençons par l'étude d'un système à un seul (Fig.37) puis à trois "niveaux effectifs" (Fig.38).

7.1. LE CAS D'UN SEUL NIVEAU (PLASMA H-S).

Le système (2) se réduit à une seule équation (voir Fig. 37) :

$$\boxed{0 = n_1 c_1 + \delta_1}$$

Calculons n_1^{HS} pour deux valeurs différentes du couple (n_e, T) :

—— A. Soit une température électronique T=80000°K et une densité électronique $n_e=10^{17}cm^{-3}$. Dans ce cas

$$n_1^{HS} = 8.93 \times 10^{11} \quad cm^{-3}$$

Pour un plasma d'argon en équilibre à la même température et à la même densité nous avons [Eq.(7a)] :

$$n_1^* = 1.51 \times 10^{11} \ cm^{-3}$$

le décrément de SAHA b_1^{HS} correspondant est :

$$\boxed{b_1^{HS} = n_1^{HS}/n_1^* = 5.92 \quad .}$$

—— B. A la même température électronique T = 80000°K et pour une densité électronique $n_e=10^{19}cm^{-3}$ on trouve :

$$n_1^{HS} = 1.58 \times 10^{15} \ cm^{-3}.$$

La formule de SAHA donne dans ce cas :

$$n_1^* = 1.51 \times 10^{15} \ cm^{-3}$$

et le décrément de SAHA b_1^{HS} a pour valeur :

$$\boxed{b_1^{HS} = 1.05}$$

Le plasma est donc pratiquement en équilibre thermodynamique local, comme on pouvait le prévoir, puisqu'on est plus près de l'équilibre si la densité électronique est plus élevée. Pour $n_e=10^{19}cm^{-3}$ l'équilibre est obtenu en complétant directement le niveau fondamental avec le continu des électrons libres sans faire intervenir les autres états excités.

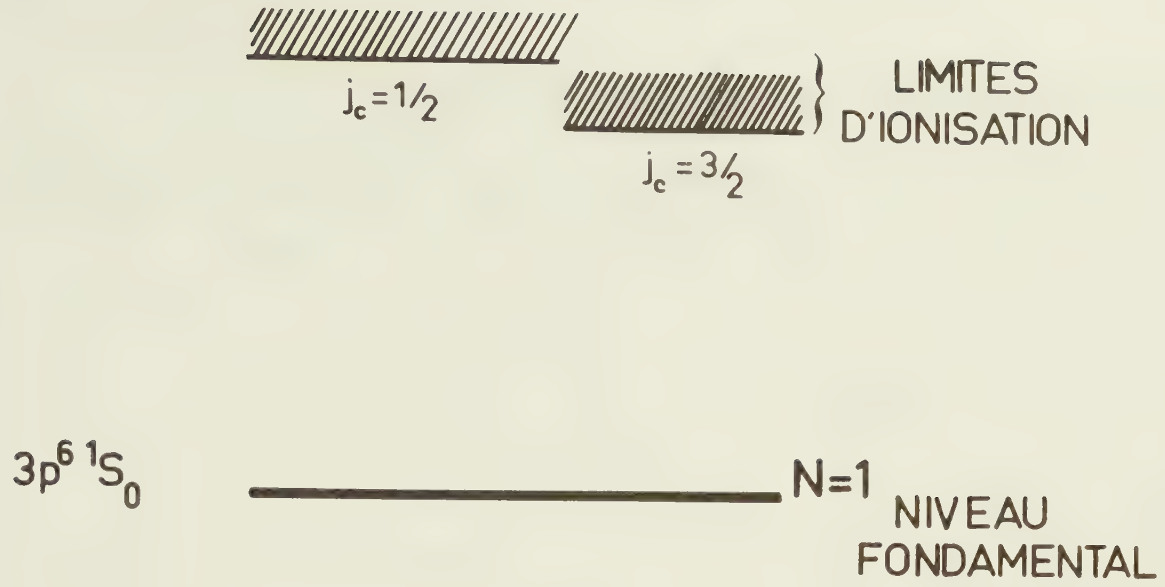


Fig. 37 : Le modèle atomique d'argon à un niveau.

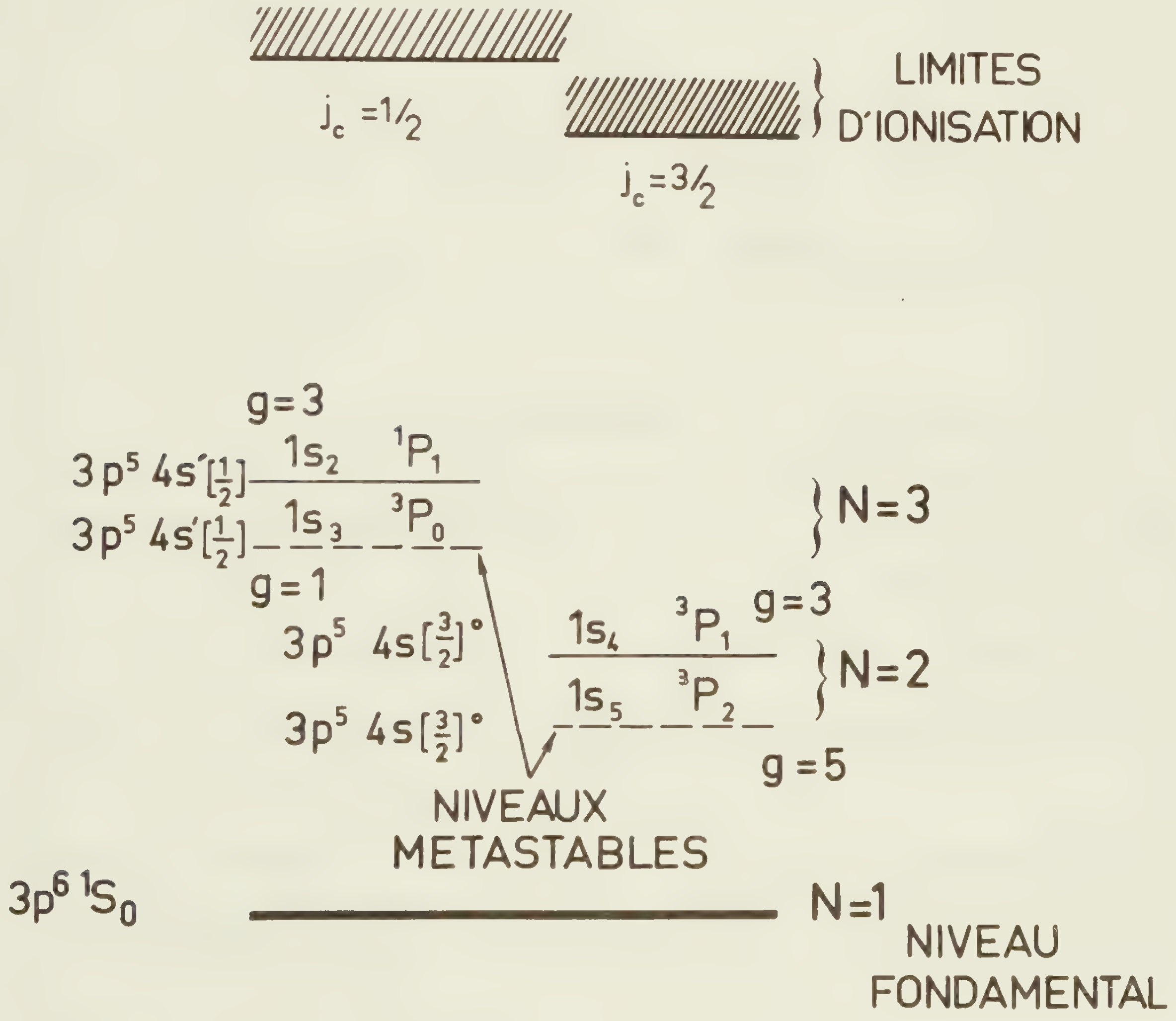


Fig. 38 : Le modèle atomique d'argon à trois niveaux.

7.2. LE CAS DE TROIS "NIVEAUX EFFECTIFS" (PLASMA H-S).

Considérons un modèle comprenant le niveau fondamental et deux "niveaux effectifs" excités N=2 et N=3. Ces deux derniers contiennent chacun deux niveaux réels dont l'un est métastable (Fig.38). Le système (2) devient :

$$0 = \sum_{M=1}^{3} c_{NM} n_M + \delta_N \qquad \text{avec} \quad N=1\ ,\ 2 \text{ et } 3 \tag{14}$$

ou

$$c_{11}n_1 + c_{12}n_2 + c_{13}n_3 = -\delta_1$$

$$c_{21}n_1 + c_{22}n_2 + c_{23}n_3 = -\delta_2$$

$$c_{31}n_1 + c_{32}n_2 + c_{33}n_3 = -\delta_3$$

Pour évaluer les paramètres de ce système rappelons que :

Les coefficients d'excitation pour les transitions permises $1 \to 2$ et $1 \to 3$ [excitation des niveaux $^3P_1$ $(1s_4)$ et $^1P_1$ $(1s_2)$ respectivement] sont calculés par l'Eq. (6.11) avec :

$$\left.\begin{array}{l} \text{Transition permise } 1 \to 2 : f_{12} = 9.8 \times 10^{-2},\ \alpha = 0.818,\ \beta = 0.8 \\ \text{Transition permise } 1 \to 3 : f_{13} = 2.2 \times 10^{-1},\ \alpha = 0.942,\ \beta = 0.8 \end{array}\right\} (15)$$

Les coefficients d'excitation pour les transitions interdites $1 \to 2$ et $1 \to 3$ [excitation des niveaux $^1P_2(1s_5)$ et $^3P_o(1s_3)$ respectivement] sont calculés par les Eqs (6.11) et (6.22) avec :

Transition interdite $1 \to 2$:

partie "type permise" $f_{12}^{MET} = 2.4 \times 10^{-2}$, $\alpha = 1$, $\beta = 1$

partie interdite $Q_{12}^{s} = 0.361$ (16a)

Transition interdite $1 \to 3$:

partie "type permise" $f_{13}^{MET} = 1.0 \times 10^{-2}$, $\alpha = 1$, $\beta = 1$

partie interdite $Q_{12}^{s} = 0.072$ (16b)

Les coefficients d'EINSTEIN pour la désexcitation spontanée sont (voir la Table 2)

$$A_{\underleftarrow{12}} = 7.1 \times 10^{7}\ s^{-1} \qquad A_{\underleftarrow{13}} = 3.3 \times 10^{8}\ s^{-1}$$

Donnons deux exemples d'application au système (14):

—— A. Soit une température électronique T=80000°K et une densité électronique $n_e = 10^{17} cm^{-3}$. A partir des valeurs (15) on trouve pour cette température :

Transitions permises : $C_{21}^{s} = 3.98 \times 10^{-10}\ cm^3 s^{-1}$, $C_{31}^{s} = 9.52 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$

et à partir des valeurs (16) on trouve :

Transitions interdites : $C_{21}^{s} = 9.32 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$, $C_{31}^{s} = 2.12 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$

En appliquant le principe du bilan détaillé on trouve pour le coefficient de désexcitation collisionnelle vers le niveau fondamental (§ 6. 2. 2)

Transitions permises : $F_{12} = 1.78 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$, $F_{13} = 4.38 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$

Transitions interdites : $F_{12}^{s} = 4.16 \times 10^{-10} cm^3 s^{-1}$, $F_{13}^{s} = 9.77 \times 10^{-11} cm^3 s^{-1}$

On a finalement les coefficients [Eqs. (6.23) et (6.27)] :

$$C^{TOT}_{2\leftarrow 1} = 1.33 \times 10^{-9}\ cm^3 s^{-1} \quad , \quad C^{TOT}_{3\leftarrow 1} = 1.16 \times 10^{-9}\ cm^3 s^{-1}$$

$$F^{TOT}_{1\leftarrow 2} = 5.94 \times 10^{-10}\ cm^3 s^{-1}, \quad F^{TOT}_{1\leftarrow 3} = 5.36 \times 10^{-10}\ cm^3 s^{-1}.$$

En ce qui concerne l'ionisation par collisions électroniques on doit utiliser l'Eq. (6.35) ; on trouve :

$$S_1 = 1.18 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1}\ ,\ S_2 = 9.29 \times 10^{-8}\ cm^3 s^{-1},\ S_3 = 9.55\ cm^3 s^{-1}.$$

On peut maintenant calculer les coefficients de recombinaison à trois corps pour les mêmes niveaux suivant l'Eq. (6.36) :

$$Q_1 = 1.17 \times 10^{-31} cm^6 s^{-1}\ ,\ Q_2 = 3.11 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1},\ Q_3 = 3.18 \times 10^{-30} cm^6 s^{-1};$$

Finalement avec les Eqs. (5.40), (5.51), (5.52) on calcule les coefficients de recombinaison radiative :

$$R_1 = 5.78 \times 10^{-14} cm^3 s^{-1},\ R_2 = 7.37 \times 10^{-15} cm^3 s^{-1},\ R_3 = 3.69 \times 10^{-15} cm^3 s^{-1};$$

le plasma étant supposé optiquement mince la photoïonisation n'intervient pas.

En introduisant les valeurs numériques dans le système d'équations (14) pour $n_e = 10^{17} cm^{-3}$ on obtient les solutions :

$$n_1^{HS} = 8.486 \times 10^{11}\ cm^{-3}\ ,\ n_2^{HS} = 2.333 \times 10^{11}\ cm^{-3},\ n_3^{HS} = 1.112 \times 10^{11}\ cm^{-3}$$

Pour un plasma en ETL complet on trouve, en appliquant les Eqs. (14)

$$n_1^* = 1.508 \times 10^{11}\ cm^{-3}\ ,\ n_2^* = 2.233 \times 10^{11}\ cm^{-3},\ n_3^* = 1.109 \times 10^{11}\ cm^{-3}$$

et les décréments de SAHA correspondants sont donc :

$$b_1^{HS} = 5.626 \quad , \quad b_2^{HS} = 1.045 \quad , \quad b_3^{HS} = 1.003$$

On observe que les deux niveaux N=2, N=3 se trouvent presque en équilibre, tandis que le niveau fondamental est hors d'équilibre. Toutefois b_1^{HS} est inférieur à la valeur obtenue par le modèle à un seul niveau lié. En effet, la présence des deux niveaux excités intermédiaires augmente le couplage entre le niveau fondamental et le continu, ce qui assure une meilleure transition des particules et conduit à un état plus proche de l'équilibre.

——— B. Pour la même température (T=80000°K) mais une densité électronique bien plus faible, p.ex. $n_e = 10^8 cm^{-3}$, le modèle à trois niveaux liés donne :

$$b_1^{HS} = 5.448 \times 10^9 \quad , \quad b_2^{HS} = 7.652 \quad , \quad b_3^{HS} = 1.222$$

Ces valeurs montrent qu'on est très loin de l'ETL complet.

On peut calculer les densités de population approximatives des niveaux réels suivant l'Eq. (3.9), en fonction de celles des "niveaux effectifs". Les poids statistiques des niveaux réels sont [Eq.(3.5)] :

"Niveau effectif "	N = 2	$g_{s_5} = 5$
		$g_{s_4} = 4$
"Niveau effectif "	N = 3	$g_{s_3} = 1$
		$g_{s_2} = 3$

(Pour la nomenclature des indices voir la Fig. 38).

On trouve donc pour les densités de population :

$$n_{s_5} = n_2 g_{s_5}/g_2 = n_2(5/8)$$

$$n_{s_4} = n_2(3/8)$$

$$n_{s_3} = n_3 g_{s_3}/g_3 = n_3(1/4)$$

$$n_{s_2} = n_3(3/4)$$

où on a utilisé les indices 2, 3 pour les "niveaux effectifs" et s_2, s_3, s_4, s_5 pour les niveaux réels. A l'aide des valeurs calculées pour n_2 et n_3 avec $T=80000°K$ et $n_e = 10^{17} cm^{-3}$ on trouve :

$$n_{s_5} = 1.39 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_{s_4} = 8.37 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_{s_3} = 2.77 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_{s_2} = 8.77 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

7.3. LES RESULTATS DU MODELE C-R A P NIVEAUX EFFECTIFS.

Les calculs ont été effectués pour des températures électroniques entre $T=1000°K$ et $T=10^6 °K$ et des densités électroniques allant de $n_e = 10^4 cm^{-3}$ à $10^{20} cm^{-3}$. Le domaine de validité de ces calculs est discuté plus loin (Chap.9).

Nous avons tenu compte d'un nombre maximum de P=125 "niveaux effectifs" (nombre quantique principal correspondant n=50). Ceci conduit à un système linéaire comportant au maximum P=125 équations à 125 inconnues : les densités de

population n_N , avec N = 1, 2,.. 125.

Les densités de population calculées par les Eqs.(14) ne varient pas quand on augmente le nombre de niveaux liés de l'atome, alors que les densités de population d'un plasma hors d'ETL calculées par l'intermédiaire du système d'équations statistiques varient;dans ce dernier cas, les densités de population des différents niveaux sont couplées les unes aux autres et dépendent donc généralement du nombre total de niveaux liés considérés. La population du niveau fondamental p.ex. dépend généralement du nombre total de niveaux considérés comme liés (voir les exemples des § 7.1, 7.2 pour un et trois "niveaux effectifs").

Il existe plusieurs théories proposant des formules différentes pour calculer le nombre maximal $\overline{N}$ de niveaux liés ; pour un résumé, voir DRAWIN et FELENBOK (1965). Dans nos calculs nous avons utilisé le processus empirique suivant :

Nous calculons la densité des atomes neutres non excités n_1 en augmentant chaque fois de dix le nombre maximum P des "niveaux effectifs" considérés dans le modèle C-R. Nous arretons ce processus quand le troisième chiffre significatif de n_1 (et a fortiori de n_N , N>1) ne varie plus. Le nombre P optimum ainsi obtenu est une fonction monotone de la densité électronique : P augmente vite quand n_e diminue pour une même température électronique. On peut ainsi réduire le nombre de répétitions du calcul. Pour T<40000°K P augmente lentement quand la température électronique diminue, la densité électronique étant constante et suffisamment grande ($n_e > 10^{12} cm^{-3}$). En tous cas, le nombre des niveaux utilisés est au moins égal à 50. Suivant cette méthode d'exploitation numérique le décrément de SAHA correspondant au plus haut niveau considéré s'éloigne de moins de 1% de l'unité dans la région T>6000°K, $n_e > 10^8 cm^{-3}$. Nous étudions dans le paragraphe suivant l'influence du nombre de niveaux sur le calcul de la densité totale n_o des atomes neutres et du degré d'ionisation du plasma.

En général nous nous contentons de présenter les résultats de nos calculs d'une façon synoptique, à l'aide de courbes en échelle logaritmique ; ceci pour mieux montrer les lois générales mais aussi à cause du vaste domaine de variation des paramètres. On dispose aussi de tables des valeurs numériques obtenues.

7.3.1. LE PLASMA HOMOGENE ET STATIONNAIRE.

Pour ce cas particulier les résultats des calculs sont présentés dans les Figs. 39 à 43.

La première (Fig. 39) représente la variation de la densité électronique $n_e \equiv n_e^{HS}$ en fonction de la densité n_1^{HS} des atomes neutres non excités et ceci pour

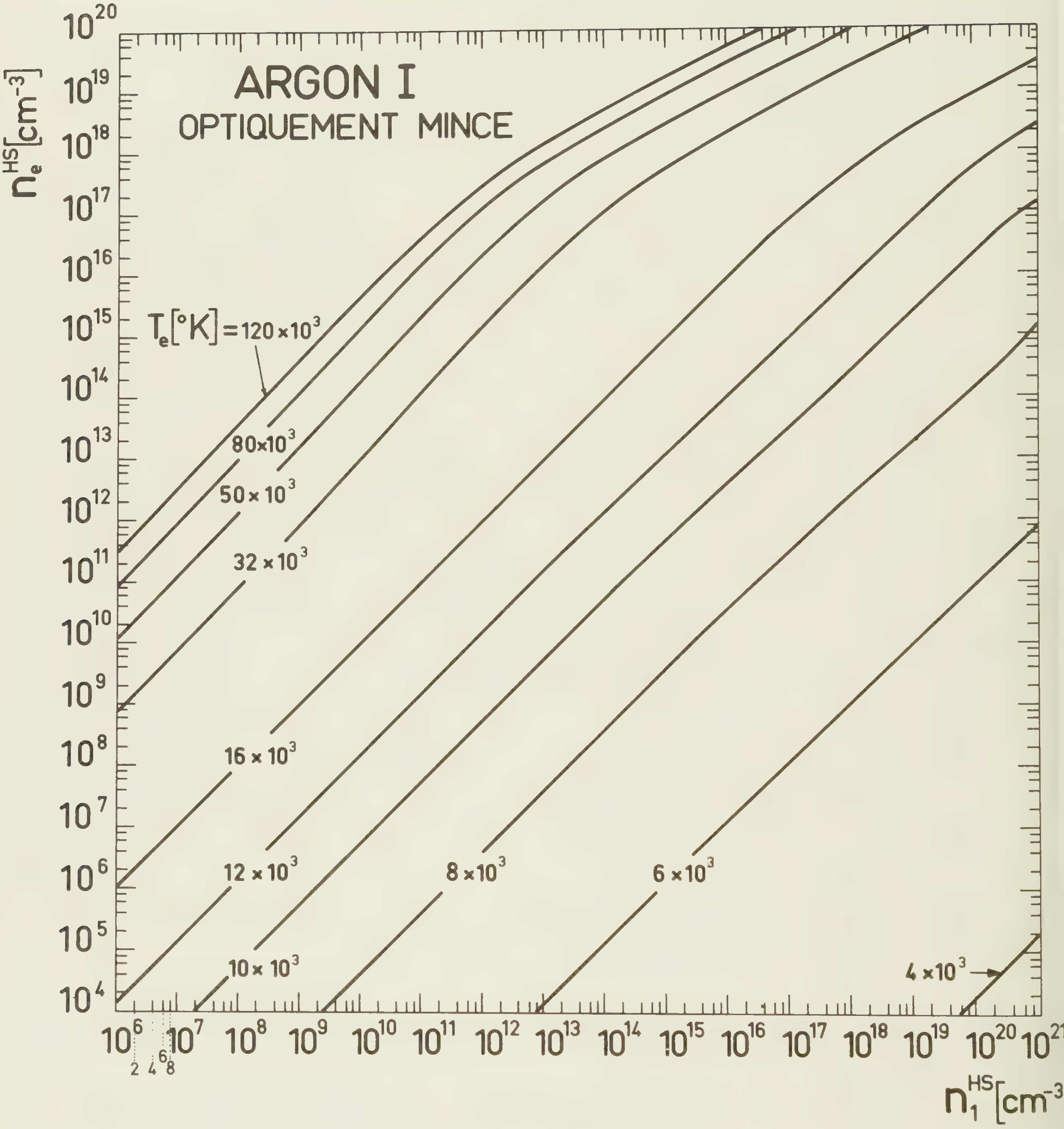


Fig. 39 : Variation de la densité électronique en fonction de la densité des atomes neutres non excités pour différentes températures électroniques. Plasma d' ArI optiquement mince.

plusieurs températures électroniques T.

—— A. Sur les courbes correspondant à T>16000°K on distingue une partie rectiligne de pente 1 à partir de $n_e = 10^{14} cm^{-3}$ et pour des densités électroniques de plus en plus petites quand la température électronique augmente. Ceci correspond à des densités électroniques suffisamment faibles pour que :

I. La recombinaison se fasse essentiellement par processus radiatifs, la recombinaison collisionnelle par triple choc étant négligeable.

II. L'ionisation soit principalement produite par collisions entre électrons et atomes neutres (le processus de photoïonisation a été négligé car on a fait l'hypothèse d'un plasma optiquement mince).

On se trouve donc dans des conditions semblables à celles de la couronne solaire ($n_e \simeq 10^8 cm^{-3}$, $T \simeq 10^6 °K$), c'està-dire que le régime est coronal : Les seuls processus qui jouent un rôle sont l'ionisation par collisions à partir du niveau fondamental et la recombinaison radiative dans ce niveau. On peut considérer que le seul niveau lié de l'atome est le fondamental. Les processus d'excitation et de désexcitation jouent un rôle peu important dans ce modèle. On trouve dans ce cas à partir de l'Eq. (2) le premier membre étant posé égal à zero (plasma H-S) P=1 et c_{11}, δ_1 exprimés à l'aide des Eqs. (2.34) à (2.39) :

$$n_+/n_1^{HS} \simeq n_e^{HS}/n_1^{HS} = S_1/R_1 = f(T) \tag{17}$$

Les deux coefficients S_1, R_1 étant constants pour une température donnée, on a :

$$n_e^{HS} = n_1^{HS} \times C^{te} \quad \text{pour} \quad T \text{ fixe} \tag{18}$$

ce qui justifie l'aspect des courbes de la Fig. 39 pour le domaine en question ($n_e < 10^{14} cm^{-3}$).

—— B. Toujours pour des températures électroniques supérieures à 16000°K, quand les densités électroniques augmentent ($n_e > 10^{14} cm^{-3}$) plusieurs processus entrent en compétition et le plasma se rapproche de l'ETL. Pour $n_e > 10^{19} cm^{-3}$ les courbes de la Fig. 39 deviennent des droites de pente 1/2. Ceci signifie que $n_1 \propto n_e^2$. Nous interprétons cette variation de n_1 comme un signe d'obtention de l'ETL. En effet, quand la température et donc les fonctions de partition restent fixes, l'Eq. (7a) donne la loi suivante de variation pour la densité des

atomes neutres non excités :

$$n_e/n_1^* \propto n_e^{-1} \qquad \text{soit} \qquad n_1^* \propto n_e^2$$

—— C. Pour des températures électroniques $T_e \lesssim 16000°K$ les courbes de la Fig. 39 ont l'allure prévue par le modèle coronal même quand la densité de population du niveau fondamental est beaucoup plus grande que la densité électronique (plasmas faiblement ionisés). Evidemment ceci n'est vrai que pour des plasmas optiquement minces. On observe aussi qu'avec la diminution de la température électronique l'ETL s'obtient pour des densités électroniques plus élevées (comparer à la Fig. 41). Une absorption non négligeable permettrait par contre l'obtention de plasmas en ETL avec une densité électronique relativement plus petite (voir Chap.8).

A partir des courbes de la Fig. 39 on peut déterminer la densité électronique n_e^{HS} correspondant à une température électronique T et une densité des atomes neutres non excités n_1 données. Si le plasma se trouvait en ETL à la même température, pour avoir la même densité d'atomes neutres non excités il devrait avoir la densité électronique n_e^* que nous pouvons calculer par la formule de SAHA. Ceci permet de définir un "décrément de SAHA électronique" par la relation :

$$b_e^{HS} \equiv n_e^{HS}/n_e^* \tag{19}$$

Les définitions données par les Eqs. (9) et (19) entrainent la relation suivante entre les deux décréments (DRAWIN, EMARD et KATSONIS, 1973) :

$$[b_e(n_1^{HS}, T^{HS})]^2 = [b_1^{HS}(n_e^{HS}, T^{HS})]^{-1} \tag{20}$$

Le décrément de SAHA b_1^{HS} est calculé à l'aide de l'Eq. (9), les quantités n_1^{HS}, n_1^* étant déterminées par la résolution du modèle C-R et par la formule de SAHA. A l'aide de l'Eq. (20) on peut alors obtenir le décrément de SAHA électronique en fonction de la température électronique T et de la densité n_1^{HS} des atomes neutres non excités.

Les courbes de la Fig. 40 donnent la variation du décrément de SAHA électronique en fonction de la densité de population du niveau fondamental n_1^{HS} pour plusieurs températures.

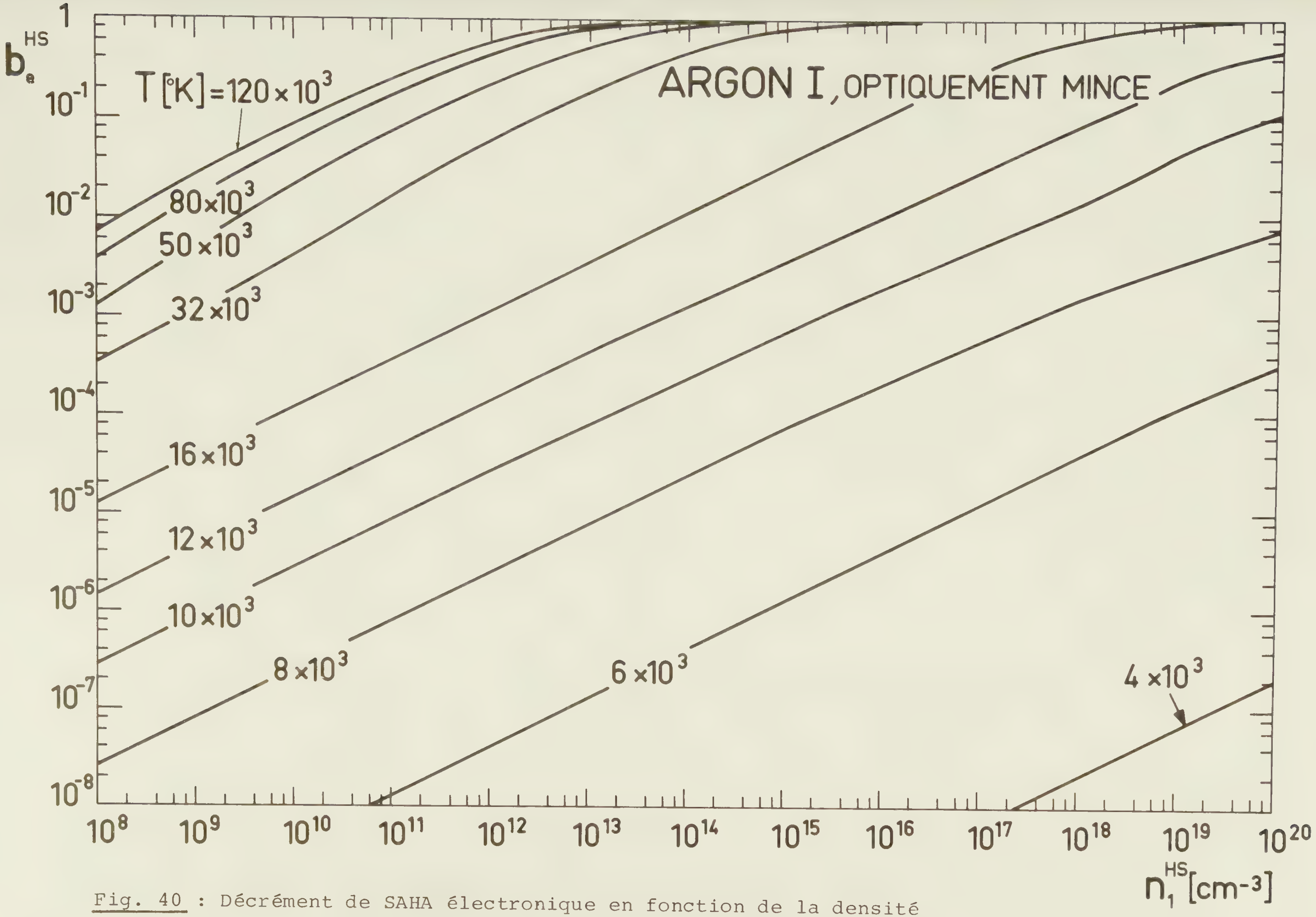


Fig. 40 : Décrément de SAHA électronique en fonction de la densité des atomes neutres non excités. Plasma de ArI optiquement mince.

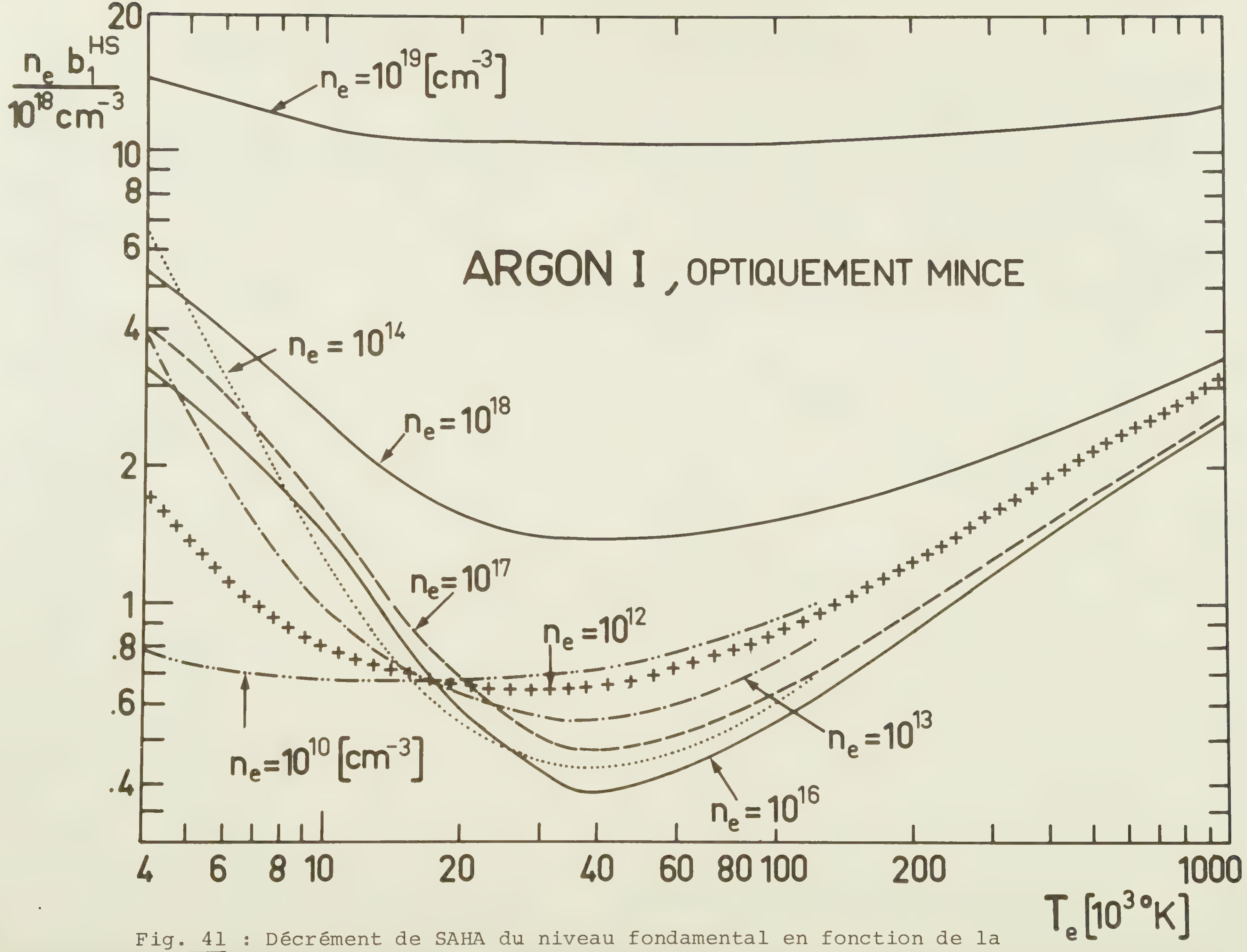


Fig. 41 : Décrément de SAHA du niveau fondamental en fonction de la température électronique. Plasma d' ArI optiquement mince.

Pour T>16000°K on observe que le décrément de SAHA électronique tend vers l'unité quand la densité de population du niveau fondamental augmente. La valeur $b_e^{HS}=1$ correspond à l'ETL, c'est-à-dire que pour une température électronique donnée le plasma homogène et stationnaire tend vers l'ETL quand la densité des atomes neutres non excités augmente. Par contre, quand la densité n_1 diminue ($n_1<10^{10}cm^{-3}$) on constate que b_e^{HS} varie proportionnellement à $\sqrt{n_1^{HS}}$, conformément au modèle coronal applicable dans cette région. En effet, suivant l'Eq. (18) on a $n_e \propto n_1^{HS}$ pour une température électronique fixe. D'autre part la formule de SAHA donne :

$$n_e^* \propto \sqrt{n_1^{HS}}$$

D'après la définition du décrément de SAHA électronique [Eq.(19)] on trouve alors :

$$b_e^{HS} \propto n_1^{HS}/n_e^* \propto n_1^{HS}/\sqrt{n_1^{HS}} = \sqrt{n_1^{HS}} \quad ,$$

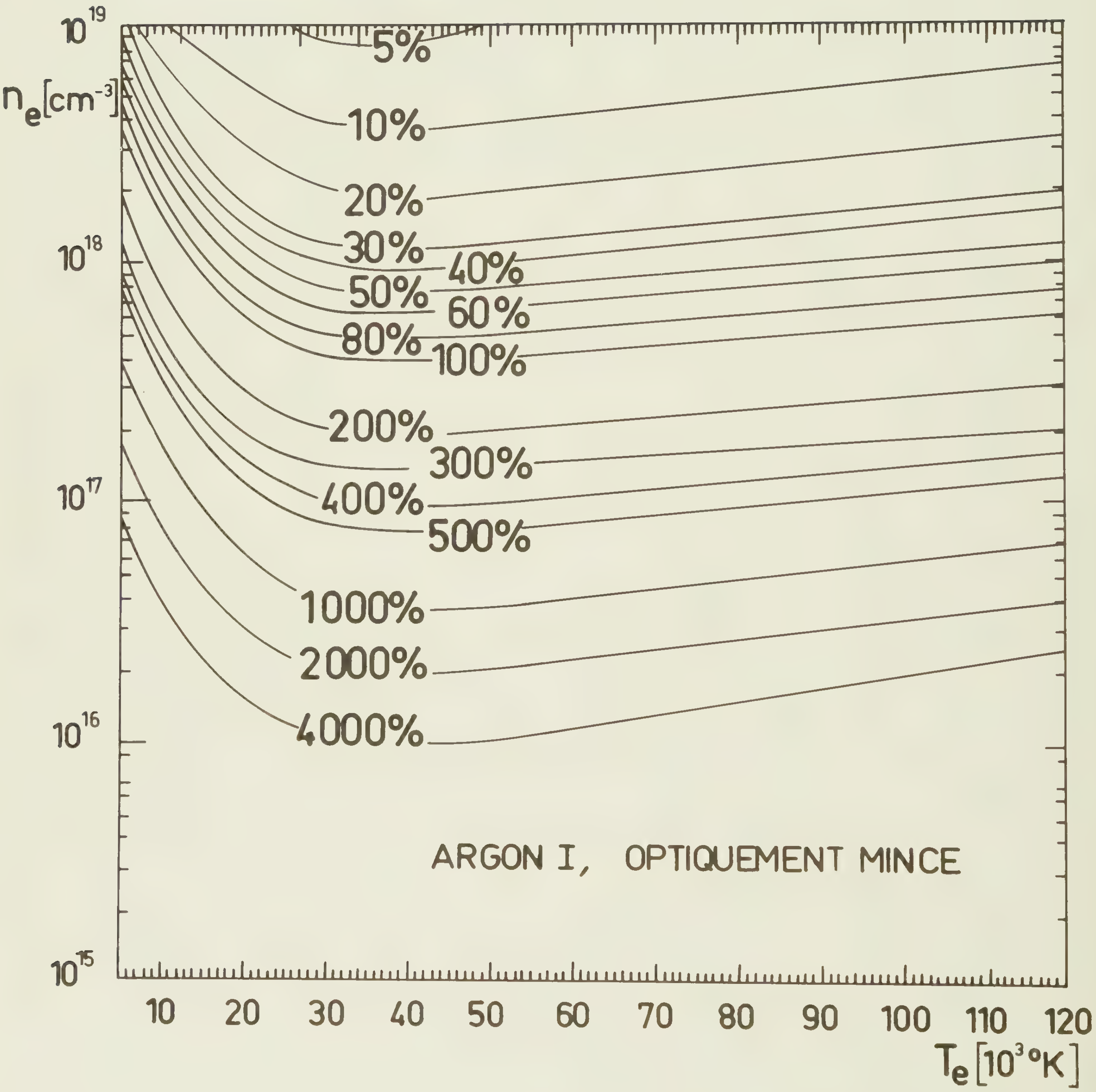
ce que nous venons d'observer sur la Fig. 40.

Pour suivre la <u>variation de b_1^{HS} en fonction de la température électronique</u> et ceci pour plusieurs densités électroniques, nous avons tracé les courbes de la Fig. 41 qui représentent la quantité $n_e \times b_1^{HS} \times 10^{-18}$ en fonction de la température électronique. Cette quantité diminue généralement quand la température augmente pour T≤40000°K et augmente pour des températures plus grandes. Pour une grande gamme de densités électroniques ($10^{12}cm^{-3} \leq n_e \leq 10^{18}cm^{-3}$) la température qui permet au plasma d'approcher le plus facilement l'ETL est située entre 30000 °K et 40000 °K

Une description claire de <u>la façon dont le plasma s'éloigne de l'ETL</u> est montrée sur la Fig. 42 ; chaque courbe représente en fonction de T la densité électronique n_e nécessaire pour que, dans le plasma considéré, la densité de population du niveau fondamental d'argon ne s'écarte pas de plus de (100xq)% de la densité donnée par la formule de SAHA n_1^*. q est donc défini de la manière suivante :

$$q \equiv (n_1^{HS} - n_1^*)/n_1^* = b_1^{HS} - 1 \qquad (21)$$

et varie sur la Fig. 42 de 0.05 à 40.



<u>Fig.42</u> : Ecart à l'ETL du niveau fondamental d'un plasma d'ArI optiquement mince.

D'autre part la Fig. 43 représente le quotient n_e/n_1^{HS} en fonction de la densité électronique pour différentes valeurs de la température. Nous avons inclus dans la même figure les courbes analogues se rapportant à l'hélium (DRAWIN *et al.* 1973) et à l'hydrogène (DRAWIN 1969) pour comparer les propriétés de plasmas ayant une composition chimique différente. On a également représenté les valeurs de n_e/n_1^{HS} obtenues par BATES *et al.* (1962) pour un plasma d'hydrogène à la température T=16000°K. Cette courbe est voisine de celle de DRAWIN (1969) mais différente d'une courbe analogue présentée par WILSON (1963, figure 1) qui pourtant a utilisé les calculs de BATES *et al.* (1962).

Comme on aurait pu le prévoir, les valeurs du quotient n_e/n_1^{HS} pour les plasmas d'hydrogène et d'argon, sont plus proches l'une de l'autre que de celles du plasma d'hélium, en raison du plus grand potentiel d'ionisation de ce dernier. De plus, quand la température augmente la contribution de la structure atomique diminue et par conséquent les courbes correspondant aux trois gaz se rapprochent.

En général on peut distinguer trois types de variation sur les courbes de la Fig. 43 :

— A. Faibles densités électroniques, $n_e < 10^{10} cm^{-3}$. Dans cette région le comportement des plasmas peut être décrit par un modèle coronal, c'est-à-dire que pour une température donnée on a $n_e/n_1^{HS} = C^{te}$. C'est pourquoi les parties correspondantes des courbes sont des droites parallèles à l'axe des abscisses (densité électronique).

— B. Densités électroniques intermédiaires, $10^{10} cm^{-3} < n_e < 10^{17} cm^{-3}$. A ces densités, correspondent les parties des courbes qui présentent une variation non rectiligne. A partir d'un certain "seuil" ($n_e \approx 10^{14} cm^{-3}$), la densité des électrons augmente plus vite que la densité des atomes neutres non excités ; ce phénomène dépend de la constitution chimique du plasma et diminue quand la température électronique augmente. Quand celle-ci est relativement faible, on peut aussi, pour des densités électroniques situées entre 10^{10} et 10^{14} cm^{-3} environ, observer le phénomène contraire : la densité de population du niveau fondamental augmente plus vite que la densité électronique.

— C. Grandes densités électroniques, $n_e > 10^{18} cm^{-3}$. Le plasma se trouve suffisamment près de l'ETL pour que les Eqs. (7) s'appliquent. On a alors :

$$n_e \propto \sqrt{n_1^{HS}} \quad \text{et} \quad n_e/n_1^{HS} \propto 1/n_e$$

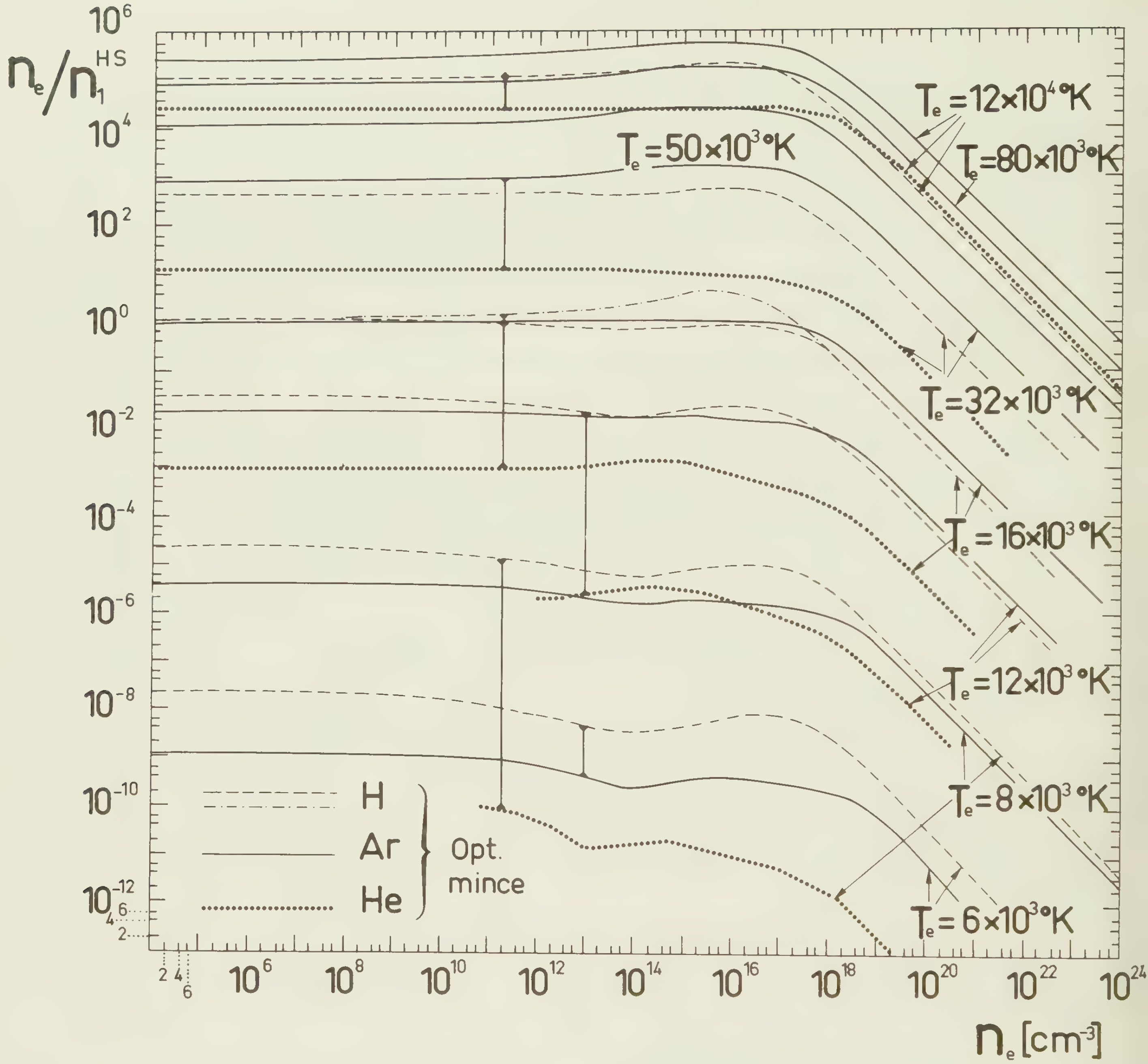


Fig. 43 : Taux d'ionisation n_e/n_1^{HS} de plasmas de HI, He I, ArI optiquement minces

— — — — H, calculs de DRAWIN (1969)

—·—·—· H, calculs de BATES *et al.* (1962)

· · · · · · · · He, calculs de DRAWIN *et al.* (1973)

———— Ar, présent travail.

à une température constante, ce qui explique la pente -1 observée. Insistons sur le fait que quand T<32000°K cette variation n'est obtenue pour l'argon que pour des valeurs de la densité électronique plus grandes que pour l'hydrogène et l'hélium. Ceci met clairement en évidence le rôle de la structure atomique dans l'établissement d'un ETL complet.

Le degré d'ionisation ρ d'un plasma hors ETL est défini par :

$$\boxed{\rho \equiv n_e/(n_e + n_o)} \qquad (22)$$

Malgré cette définition simple, le calcul de ρ pose des difficultés. Comme

$$n_o = \sum_{N=1}^{\bar{N}} n_N ,$$

On pourrait calculer n_o en ajoutant les densités de population de tous les niveaux de l'atome, qui sont en principe obtenues en résolvant le système des équations couplées (2). On devrait alors augmenter le nombre P d'équations qui composent ce système linéaire (2) pour tenir compte de tous les niveaux liés de l'atome. Outre l'excès de temps de calcul nécessaire à la résolution numérique d'un tel système, la divergence bien connue de la fonction de partition d'un système de niveaux hydrogénoïdes comme le nôtre (ECKER et KROLL 1966 a) conduit à l'augmentation progressive de la population des niveaux consécutifs de l'atome, ce qui n'a aucun sens physique. Il faut donc tronquer le système à un certain niveau $\bar{N}$. Pour calculer ce $\bar{N}$ on peut appliquer des formules données par différentes théories existantes et considérer ensuite dans le système linéaire (2) un nombre P d'équations donné par $P=\bar{N}$. Or les valeurs de $\bar{N}$ données par ces théories sont en contradiction et notre méthode empirique de détermination du nombre P. (§ 7.3) n'est pas adaptée quand il s'agit de calculer n_o. De plus ECKER et KRÖLL (1966 b), améliorant des théories existantes, ne distinguent plus uniquement des niveaux liés et libres, mais également des niveaux quasi-libres que nous ne pouvons introduire dans notre modèle. On peut cependant évaluer le degré d'ionisation du plasma dans plusieurs cas :

—— A. Pour des plasmas de température électronique T inférieure à 16000°K la densité de population du niveau fondamental est beaucoup plus grande que celle des premiers niveaux excités. La valeur de n_N augmente avec N mais assez lentement pour que la somme $\sum_{N=2}^{P} n_N$ reste négligeable devant n_1, même

si P devient beaucoup plus grand que toutes les valeurs de $\overline{N}$ données par les différentes théories. On a alors :

$$\rho = n_e/(n_e + n_o) \simeq n_e/(n_e + n_1^{HS}) = 1/[1 + (n_e/n_1^{HS})^{-1}]$$

Les valeurs de n_e/n_1^{HS} données dans la Fig. 43 permettent donc le calcul du degré d'ionisation du plasma dans la gamme des faibles températures.

——— B. Pour des températures électroniques supérieures à 16000°K l'observation précédente reste valable tant que la densité électronique ne dépasse pas $10^{13}cm^{-3}$. Pour une densité électronique entre $10^{13}cm^{-3}$ et $10^{18}cm^{-3}$ la densité de population du niveau fondamental devient comparable à celle des premiers niveaux excités et même négligeable devant les populations des niveaux plus élevés. Dans ce cas on a $n_e \gg n_1$, $n_e \gg n_N$ $(N \neq 1)$, $n_1 \simeq n_N$ $(N \neq 1)$ et le degré d'ionisation du plasma est voisin de 1. Si la densité électronique est supérieure à $10^{18}cm^{-3}$ le degré d'ionisation peut s'écarter de l'unité si les températures électroniques restent entre 16000°K et 50000°K. En effet la somme des densités de population des niveaux excités devient beaucoup plus grande que la densité de population du niveau fondamental et bien que $n_1 \ll n_e$, n_o peut être non-négligeable devant n_e. Cependant quand la température électronique augmente (T>50000°K) les électrons quittent les niveaux liés et l'ionisation devient complète.

7.3.2. LE PLASMA INHOMOGENE ET/OU TRANSITOIRE.

Nous examinons la variation temporelle des densités de population des atomes neutres en fonction de la densité électronique d'un plasma inhomogène et/ou transitoire dépendant uniquement de processus volumiques. Laissant de côté les problèmes de l'expansion ou de la compression de l'ensemble du plasma, nous considérons seulement les variations qui dépendent des processus de recombinaison et d'ionisation.

Nous supposons que la variation temporelle de la densité des atomes neutres excités est négligeable par rapport à celle des atomes neutres non excités (de densité n_1), c'est-à-dire que

$$\frac{\partial n_N}{\partial t} \ll \frac{\partial n_1}{\partial t} \qquad \text{pour} \quad N > 1.$$

La variation temporelle de la densité électronique est alors fonction de :

—— A. La recombinaison totale proportionnelle à la densité électronique et à la densité ionique.

—— B. L'ionisation totale, proportionnelle à la densité des électrons et des atomes neutres dans le niveau fondamental.

A l'aide d'un coefficient de réaction global γ_{CR} (CR pour collisionnel-radiatif) on peut dans ces conditions écrire l'équation de continuité pour les électrons sous la forme :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\gamma_{CR} n_+ n_e$$

et avec les coefficients globaux d'ionisation et de recombinaison S et α qui jouent respectivement le rôle de fonctions de source et de perte en ce qui concerne les électrons, on écrit :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\gamma_{CR} n_+ n_e = - \alpha n_+ n_e + S\, n_1 n_e$$

La disparition ou la création d'électrons libres proviennent essentiellement de la recombinaison ou de l'ionisation. On peut alors écrire formellement :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla (n_1 \langle \bar{v}_1 \rangle) = \alpha\, n_+ n_e - S\, n_1 n_e \qquad (23)$$

Les deux coefficients α ,S qui décrivent le plasma, dépendent d'une façon compliquée de la structure atomique (voir p.ex. Eqs (2.56), (2.57)) .

On peut utiliser les coefficients α,S pour obtenir des expressions de n_1^{HS} pour des plasmas contenant des atomes deux ou plusieurs fois ionisés. Ces ions apparaissent dans le plasma quand la température augmente. Il faut alors modifier l'équation de continuité pour n_1 :

Soit n_{++}, n_{+++}, ... les densités des atomes deux, trois, ... fois ionisés. Dans le cas particulier d'un plasma H-S on doit poser :

$$\alpha\, n_+ n_e - S n_1^{HS} n_e = 0 \qquad (24)$$

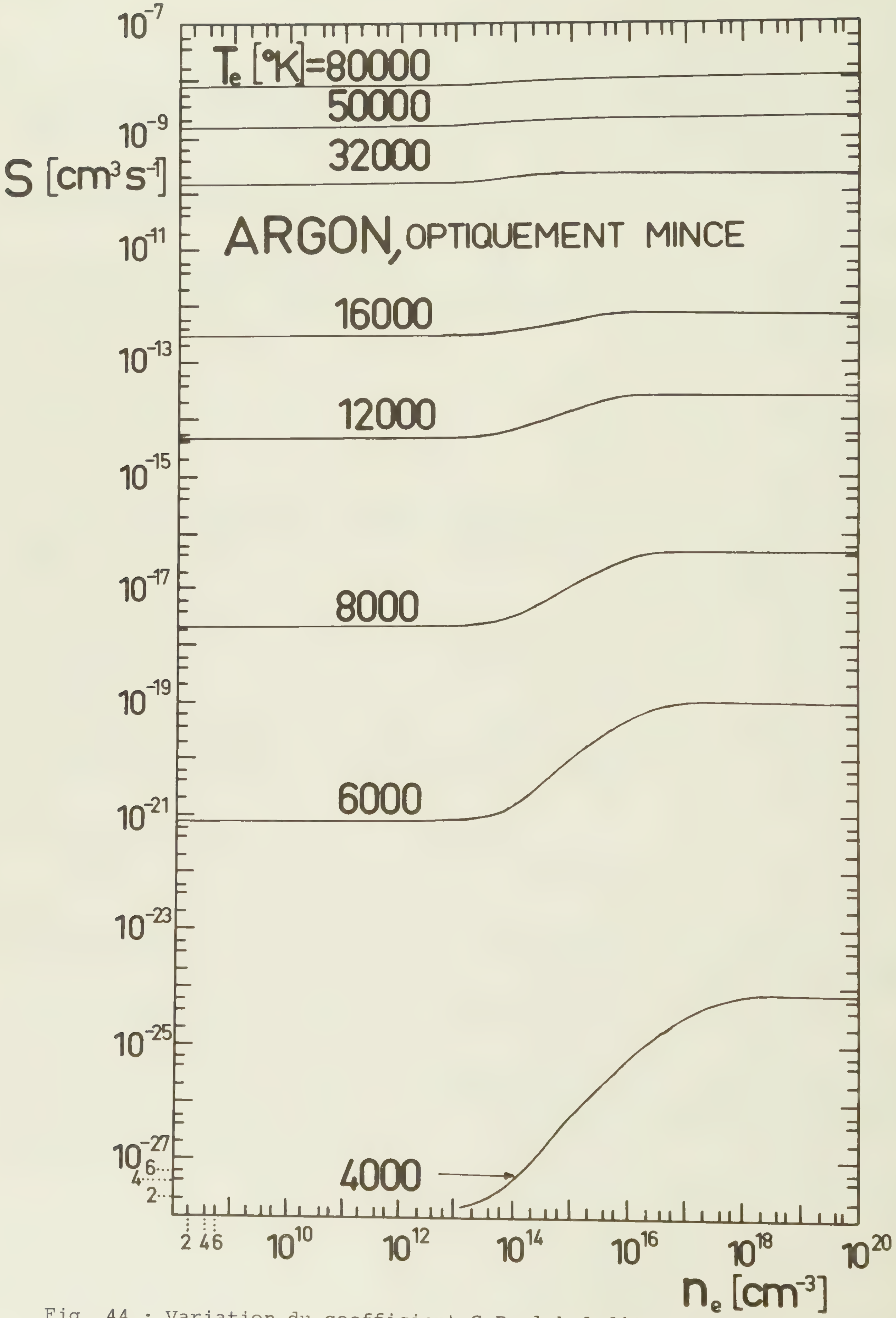


Fig. 44 : Variation du coefficient C-R global d'ionisation en fonction de la densité électronique. Le plasma est supposé optiquement mince.

avec une équation de quasi-neutralité ayant la forme [comparer avec la troisième des Eqs. (2.45)] :

$$n_e \equiv n_+ + 2n_{++} + 3n_{+++} + \dots \qquad (25)$$

d'où

$$n_+ = n_e - 2n_{++} - 3n_{+++} - \dots ;$$

l'Eq. (32) donne alors :

$$(n_e - 2n_{++} - 3n_{+++} - \dots)\alpha - n_1^{HS} S = 0$$

ou

$$n_e\left(1 - \frac{2n_{++} + 3n_{+++} + \dots}{n_e}\right) \alpha - n_1^{HS} S = 0.$$

En posant

$$\xi \equiv (2n_{++} + 3n_{+++} + \dots)/n_e \qquad (26)$$

cette dernière équation donne :

$$n_e/n_1^{HS} = S/[\alpha(1 - \xi)] \quad , \quad n_+/n_1^{HS} = S/\alpha \; . \qquad (27)$$

Les Eqs. (27) constituent une généralisation de l'Eq. (17) - qui est valable quand on applique le modèle coronal - en dehors du régime coronal et dans le cas de l'ionisation multiple.

7.3.2.1. LES COEFFICIENTS GLOBAUX C-R D'IONISATION ET DE RECOMBINAISON.

La résolution des équations statistiques pour le cas d'un plasma inhomogène et/ou transitoire suivant la méthode exposée au § 2.5.2 permet le calcul des coefficients globaux C-R d'ionisation et de recombinaison S et α . La variation de S en fonction de la densité électronique pour différentes températures est représentée sur la Fig. 44. On observe que S est pratiquement indépendant de la densité électronique pour $T \gtrsim 32000°K$. Pour des températures inférieures à 24000°K environ, le coefficient global C-R d'ionisation ne varie en fonction de la densité électronique que dans la gamme $10^{12} cm^{-3} < n_e < 10^{18} cm^{-3}$.

La variation du coefficient global de recombinaison α en fonction de la densité électronique pour différentes valeurs de la température électronique est donnée sur la Fig. 45. Pour de grandes densités électroniques ($n_e > 10^{18} cm^{-3}$)

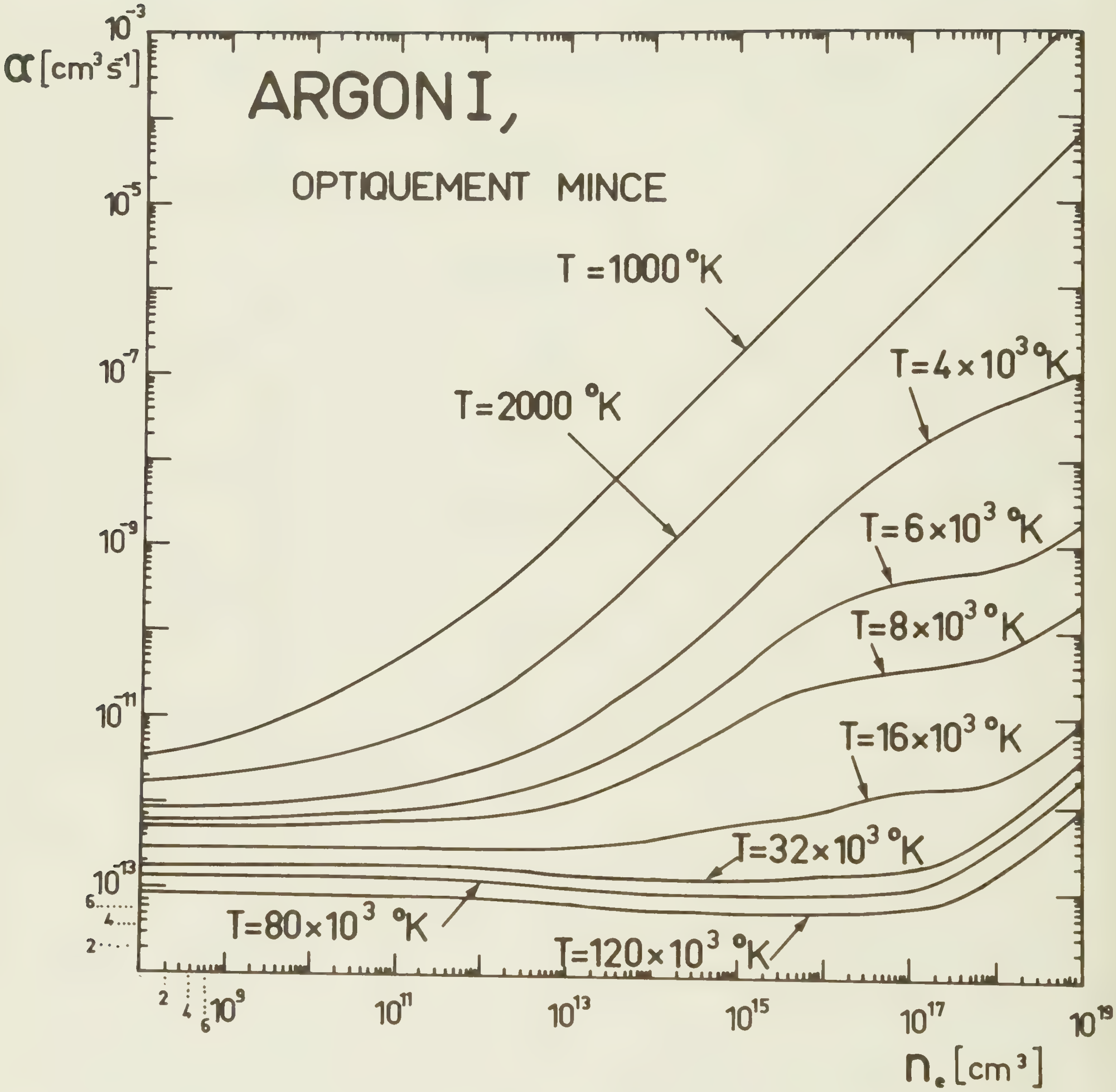


Fig. 45 : Variation du coefficient C-R global de recombinaison en fonction de la densité électronique. Le plasma est supposé optiquement mince.

α est toujours proportionnel à la densité électronique, tandis que dans la région des densités électroniques faibles, le coefficient global de recombinaison α reste constant. En effet, quand il n'y a pas assez d'électrons pour assurer le processus de recombinaison par triple choc, la recombinaison radiative devient prépondérante. Au contraire, pour de grandes densités électroniques c'est la recombinaison par triple choc qui est la plus importante. Dans la zone intermédiaire, ($10^{14}cm^{-3}<n_e<10^{18}cm^{-3}$), pour des températures entre 4000°K et 32000°K, la variation de α ne peut pas être caractérisée de façon simple. Cette région correspond également à une grande variation du coefficient S.

On peut retrouver les résultats du calcul pour le plasma homogène et stationnaire comme cas limite de ceux du plasma inhomogène et/ou transitoire. Pour un plasma d'argon une seule fois ionisé $n_e = n_+$; suivant les Eqs. (27) on écrit :

$$n_e/n_1^{HS} = S/\alpha \tag{28}$$

On peut à l'aide de cette équation construire la Fig. 43 à partir des Figs. 44 et 45 en calculant le quotient S/α . Comme le coefficient S ne varie presque pas pour $n_e<10^{12}cm^{-3}$ et $n_e>10^{18}cm^{-3}$, seule la variation du coefficient α détermine le comportement asymptotique de n_e/n_1^{HS}. La Fig. 43 permet alors de déduire que :

——A. $n_e/n_1^{HS} \to \alpha^{-1} = C^{te}$ quand $n_e \to 0$ et $T = C^{te}$, suivant les résultats du modèle coronal.

——B. $n_e/n_1^{HS} \to \alpha^{-1} \to n_e^{-1}$ quand $n_e \to \infty$ et $T = C^{te}$, suivant l'Eq. (7a) d'un plasma en ETL.

On retrouve ainsi le comportement asymptotique du plasma H-S tel qu'il est décrit au paragraphe précédent.

7.3.2.2. LES COEFFICIENTS $r_N^{(o)}$ ET $r_N^{(1)}$.

Comme on l'a déjà vu dans § 2.5.2. la connaissance des coefficients $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$ permet le calcul des densités de population des niveaux excités quand la densité de population du niveau fondamental est connue. Cette dernière peut être déterminée p. ex. à l'aide de l'Eq. (24) si on sait calculer $\partial n_1/\partial t$ et $\nabla.(n_1<\bar{v}_1>)$, ou en fonction de la pression totale p , puisque :

$$p = n_1 kT_o + \sum_{N=2}^{\bar{N}} n_N k\, T_o + n_+ k\, T_+ + n_e k\, T \; ; \tag{29}$$

ici T_+ est la température ionique, T_o la température (commune) des atomes neutres

et $\bar{N}$ le nombre total de niveaux considérés. Pour pouvoir utiliser l'Eq. (29) il faut que les densités de population des niveaux excités soient négligeables devant la densité de population du niveau fondamental. La coupure au $\bar{N}^{\text{ème}}$ niveau lié n'introduit alors qu'une erreur négligeable.

On a tracé sur les Figs. 46a à 46j (p.143-152) les courbes de $r_N^{(o)}$ en fonction de N pour N=2 à N=50, en séparant les "niveaux effectifs" correspondant à $j_c'=1/2$ et à $j_c=3/2$; on a noté également quels niveaux réels composent chaque "niveau effectif" N du modèle atomique idéalisé. Dès que l'on s'éloigne de la gamme des températures et des densités électroniques favorisant l'ETL d'un plasma homogène et stationnaire $r_N^{(o)}$ s'écarte beaucoup de l'unité, c'est-à-dire qu'on peut avoir un fort surpeuplement ou souspeuplement de certains "niveaux effectifs". Il est à noter que :

—— A. Les courbes représentant $r_N^{(o)}$ en fonction de N sont en "dents de scie" pour N<42. Ce comportement, caractéristique de l'atome d'argon et de la composition des "niveaux effectifs" est étudié dans la suite.

—— B. Les valeurs de $r_N^{(o)}$ correspondant à des "niveaux effectifs" ayant la même constitution atomique suivant le nombre quantique orbital (p. ex. "niveaux" N = 17,22,28,34 correspondant à 5p', 6p', 7p', 8p') sont situées sur des courbes régulières.

—— C. Les valeurs de $r_N^{(o)}$ pour les "niveaux effectifs" ayant le plus grand poids statistique sont plus proches de l'unité.

—— D. Quand le nombre quantique principal augmente (p. ex. pour les "niveaux" avec N>44, ce qui correspond aux niveaux réels dont le nombre quantique principal est n>10) les valeurs de $r_N^{(o)}$ approchent l'unité .

Puisque des relations linéaires du type (3.9) relient les densités de population des niveaux réels à celles des "niveaux effectifs" du modèle, les remarques précédentes restent valables pour les niveaux réels. Le mode de variation de $r_N^{(o)}$ est dû au couplage entre les différents niveaux. En effet, on a considéré séparément les termes (caractérisés par des nombres quantiques ℓ différents), mais aussi la structure fine (caractérisée par des nombres quantiques intérieurs J différents). Ceci conduit à des surpeuplements ou des souspeuplements "locaux". Par contre quand on effectue une moyenne $r_{MOY}^{(o)}(n)$, pondérée à l'aide des poids statistiques, sur l'ensemble des $r_N^{(o)}$ correspondant à un nombre quantique principal n , on obtient une courbe régulière ayant comme asymptote la droite:

$$r_{MOY}^{(o)}(n) = 1.$$

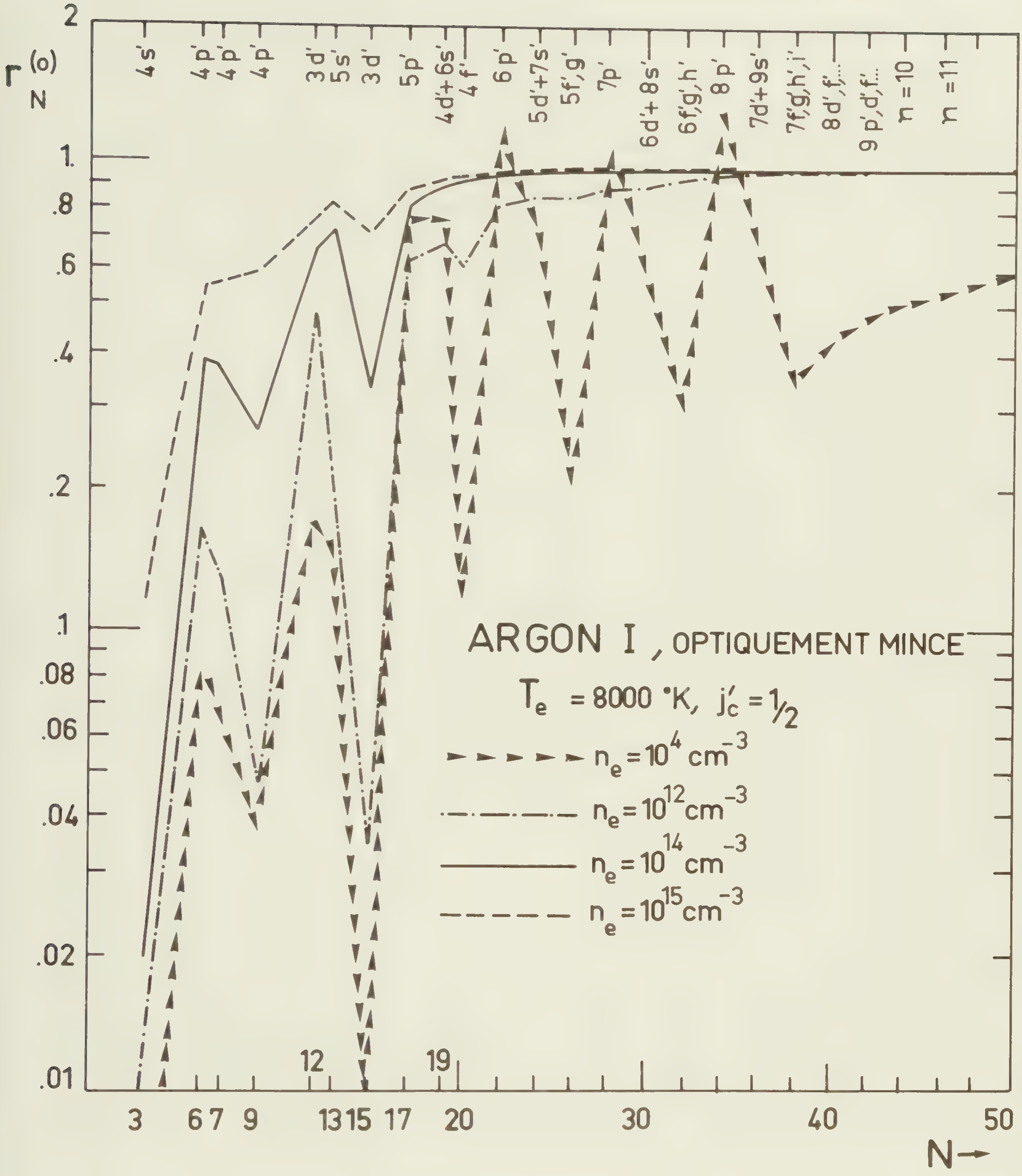


Fig. 46a : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N<50) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

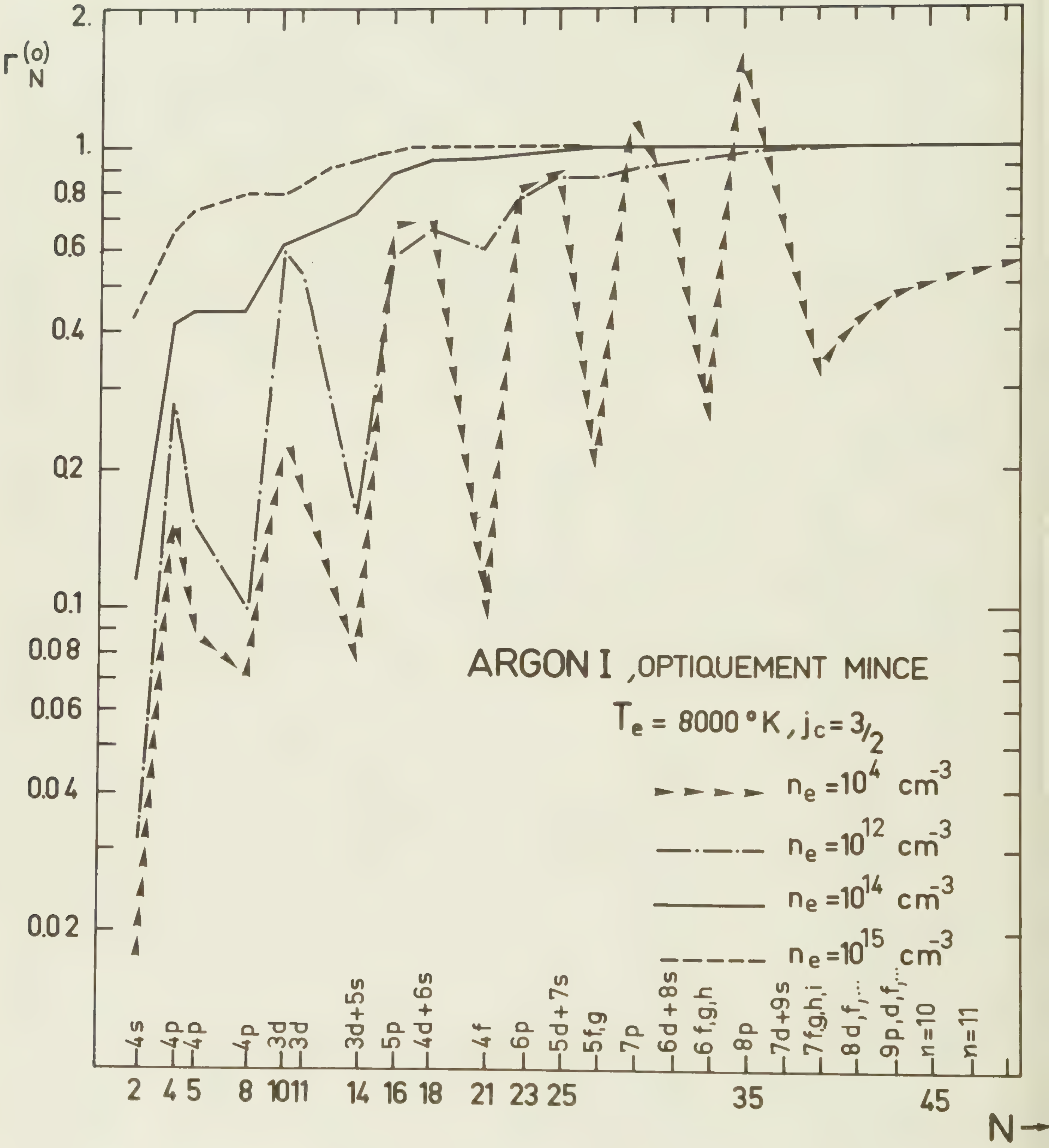


Fig. 46b : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

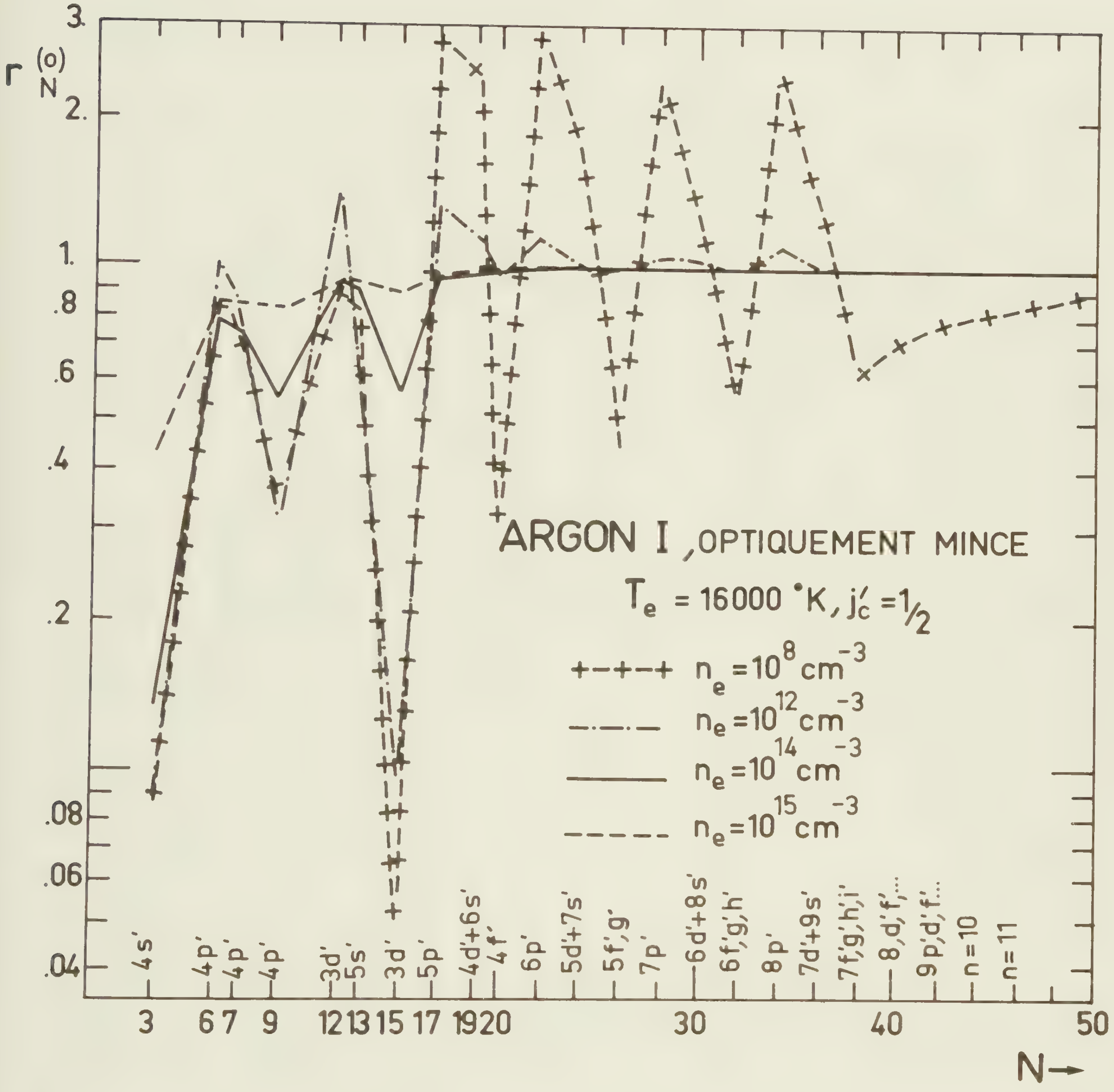


Fig. 46c : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour T_e = 16000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

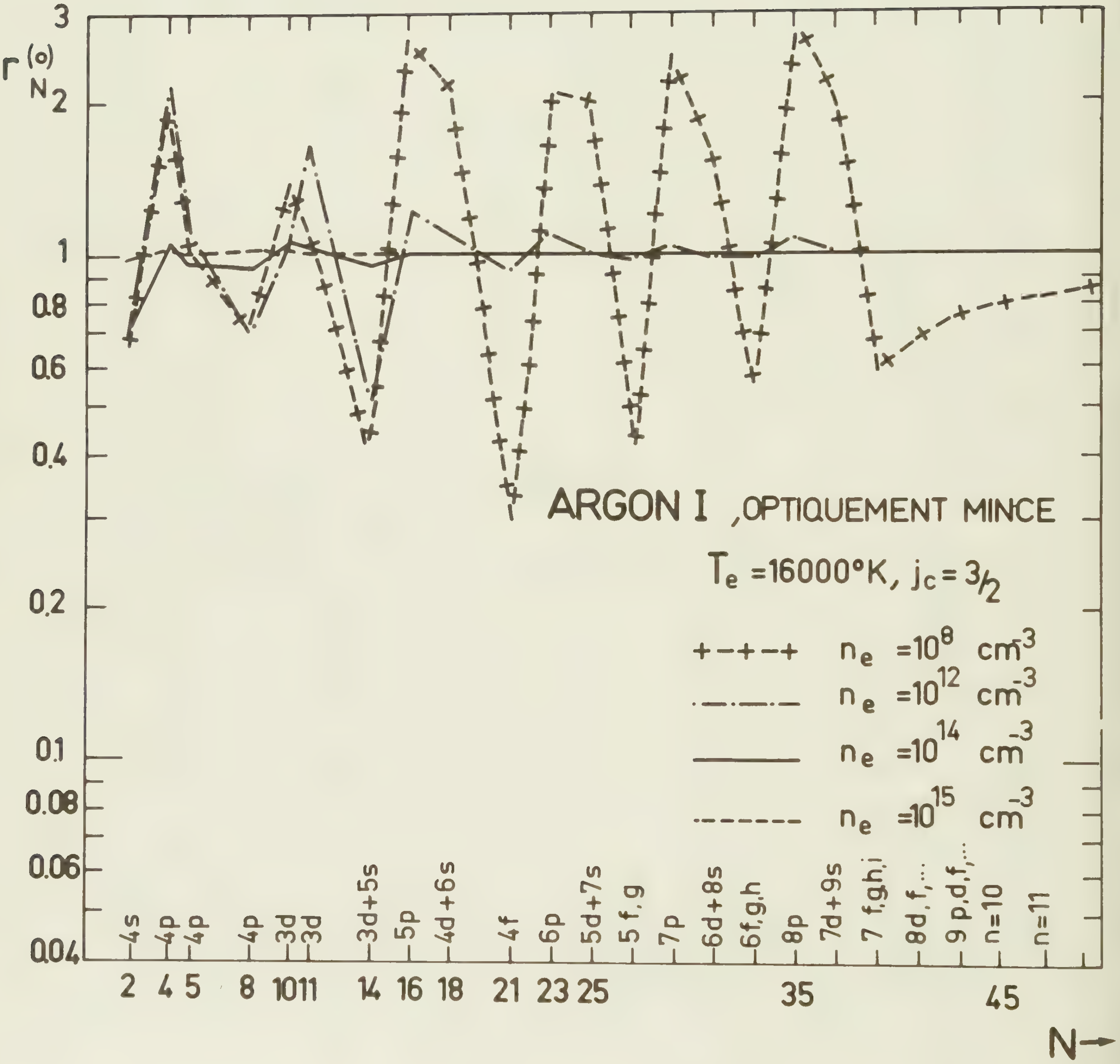


Fig. 46d : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système j_c = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 16000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

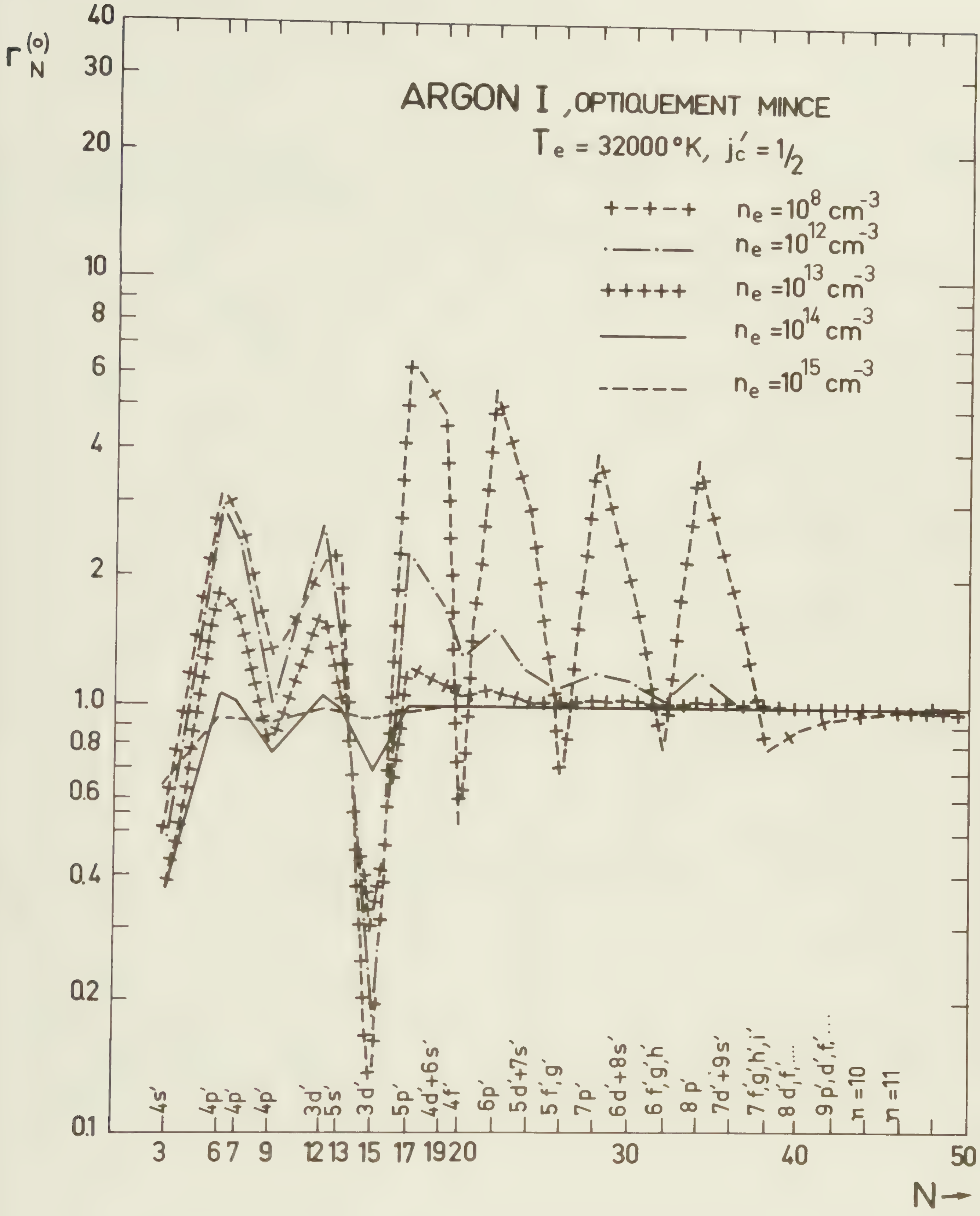


Fig. 46e : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour T_e = 32000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

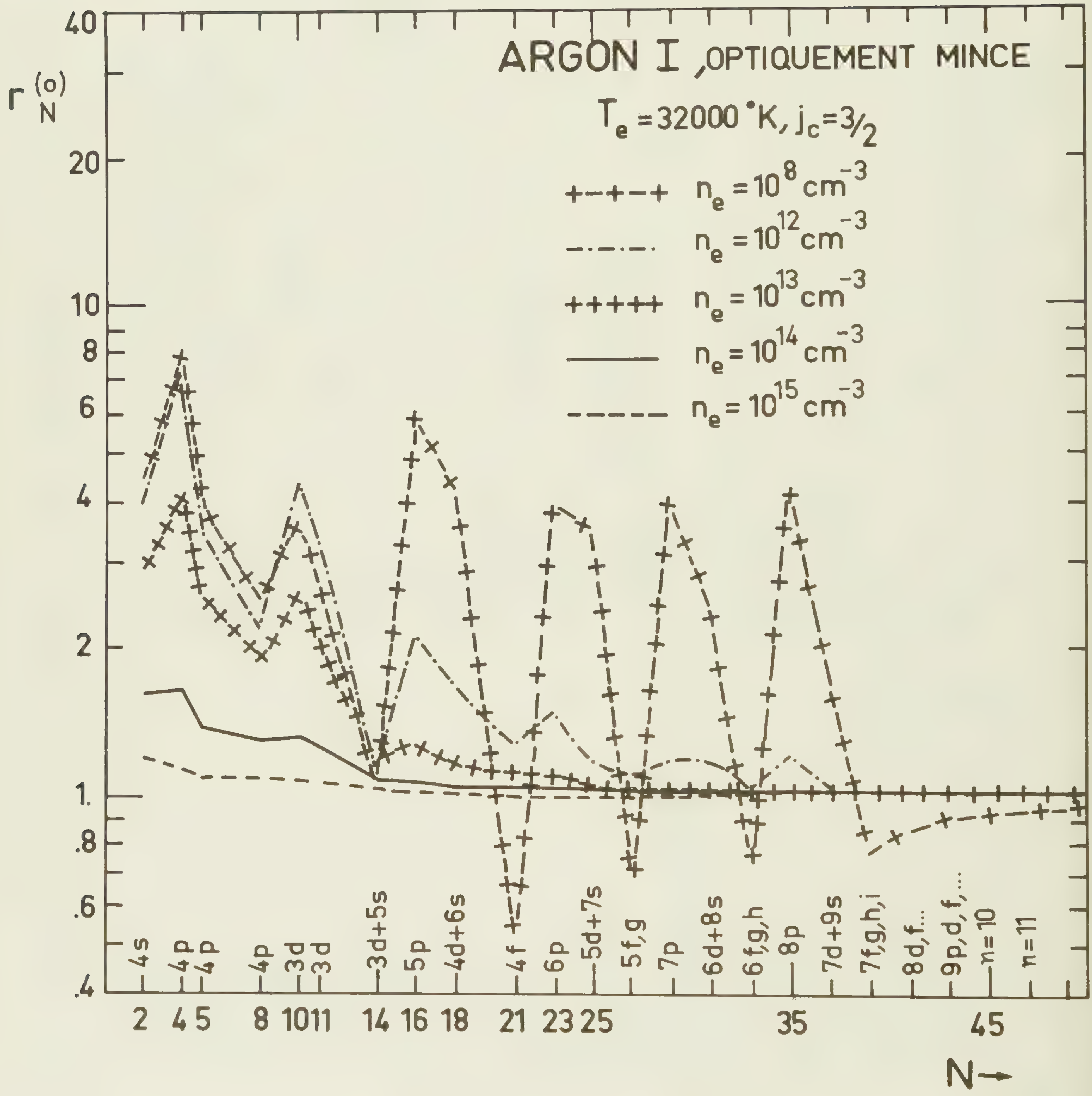


Fig. 46f : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 32000°K$. Le plasma est supposé optiquement mince.

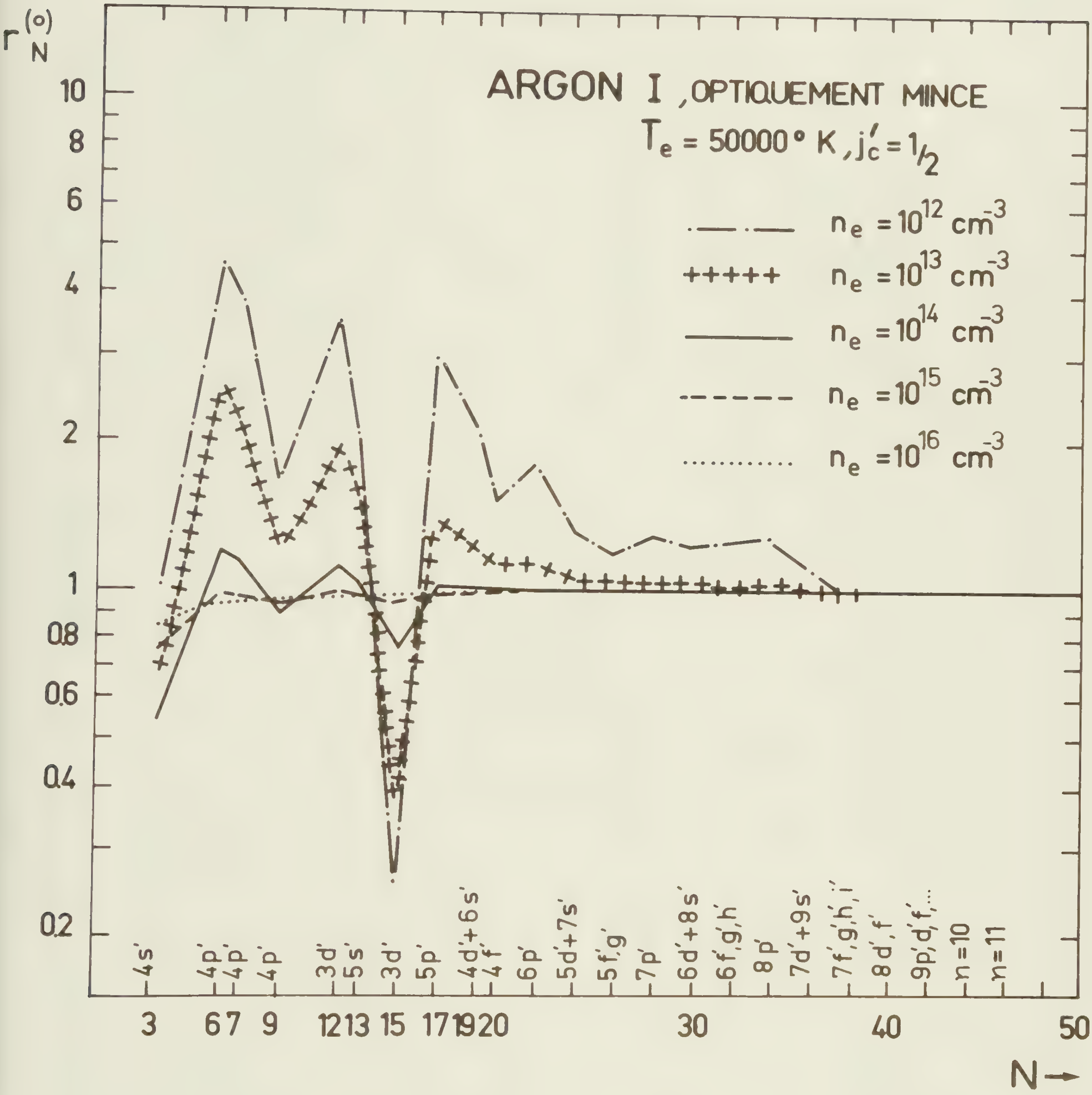


Fig. 46g : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j'_c = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 50000°K$. Le plasma est supposé optiquement mince.

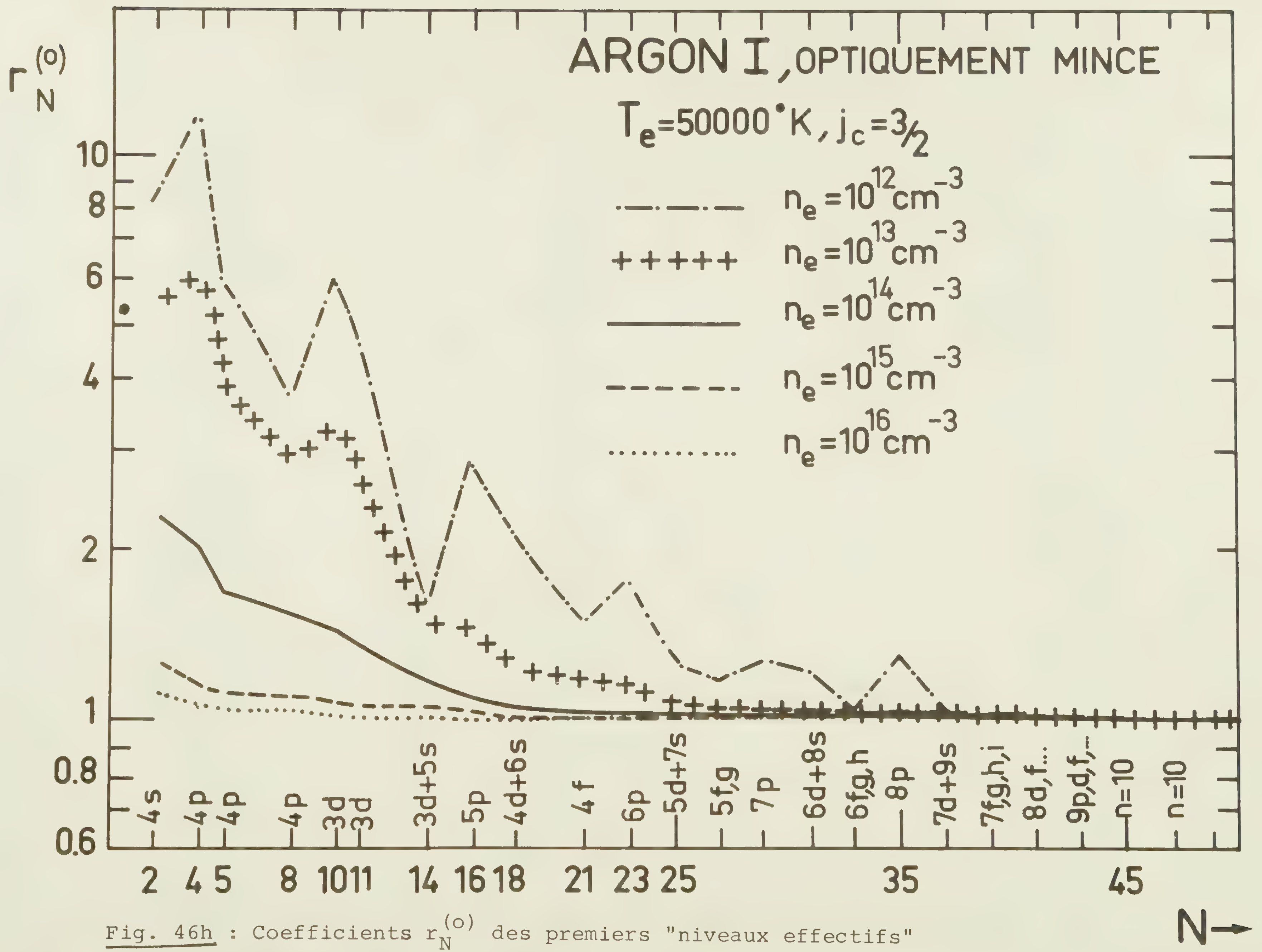


Fig. 46h : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 50000°K$. Le plasma est supposé optiquement mince.

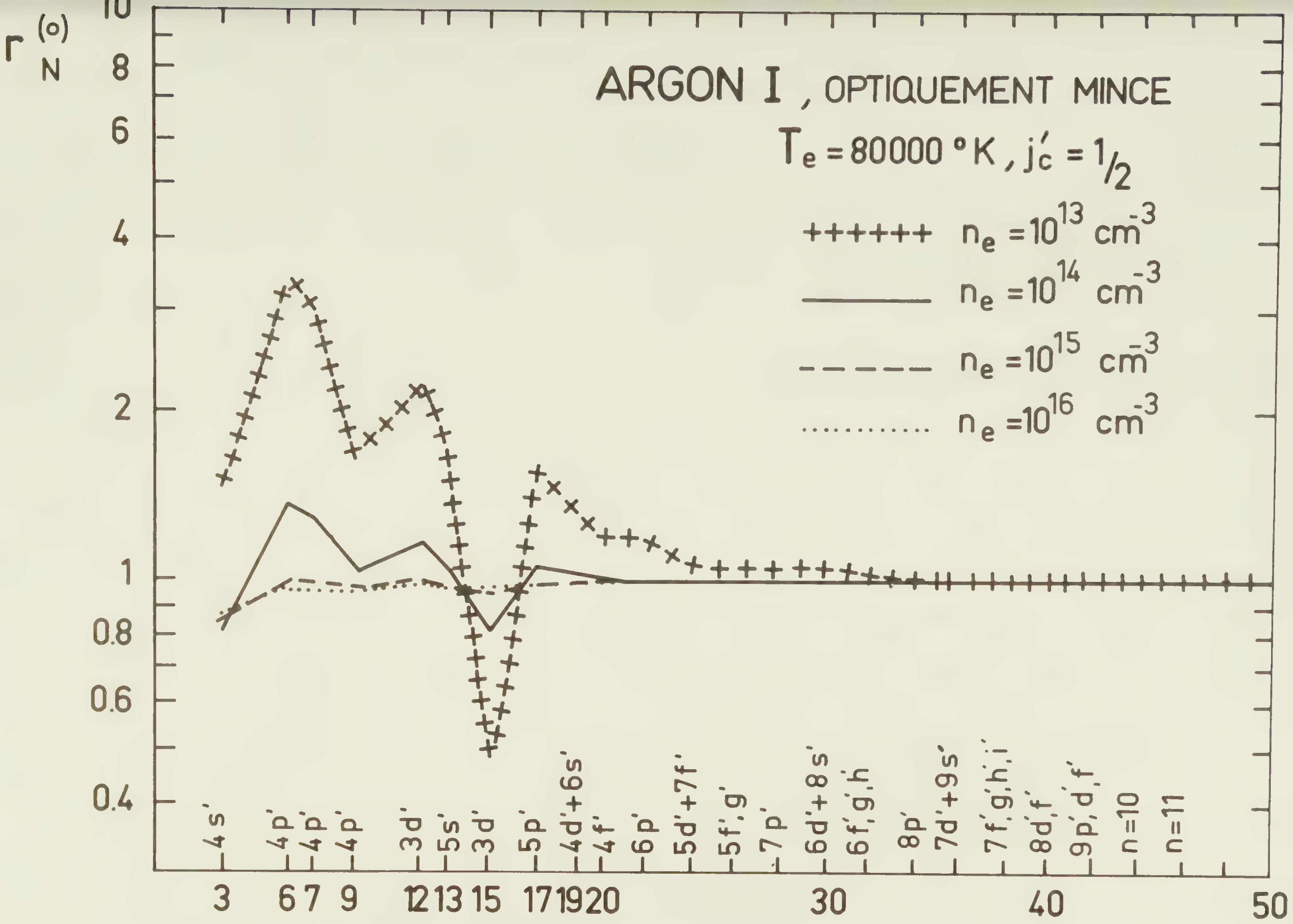


Fig. 46i : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 80000°K$. Le système est supposé optiquement mince.

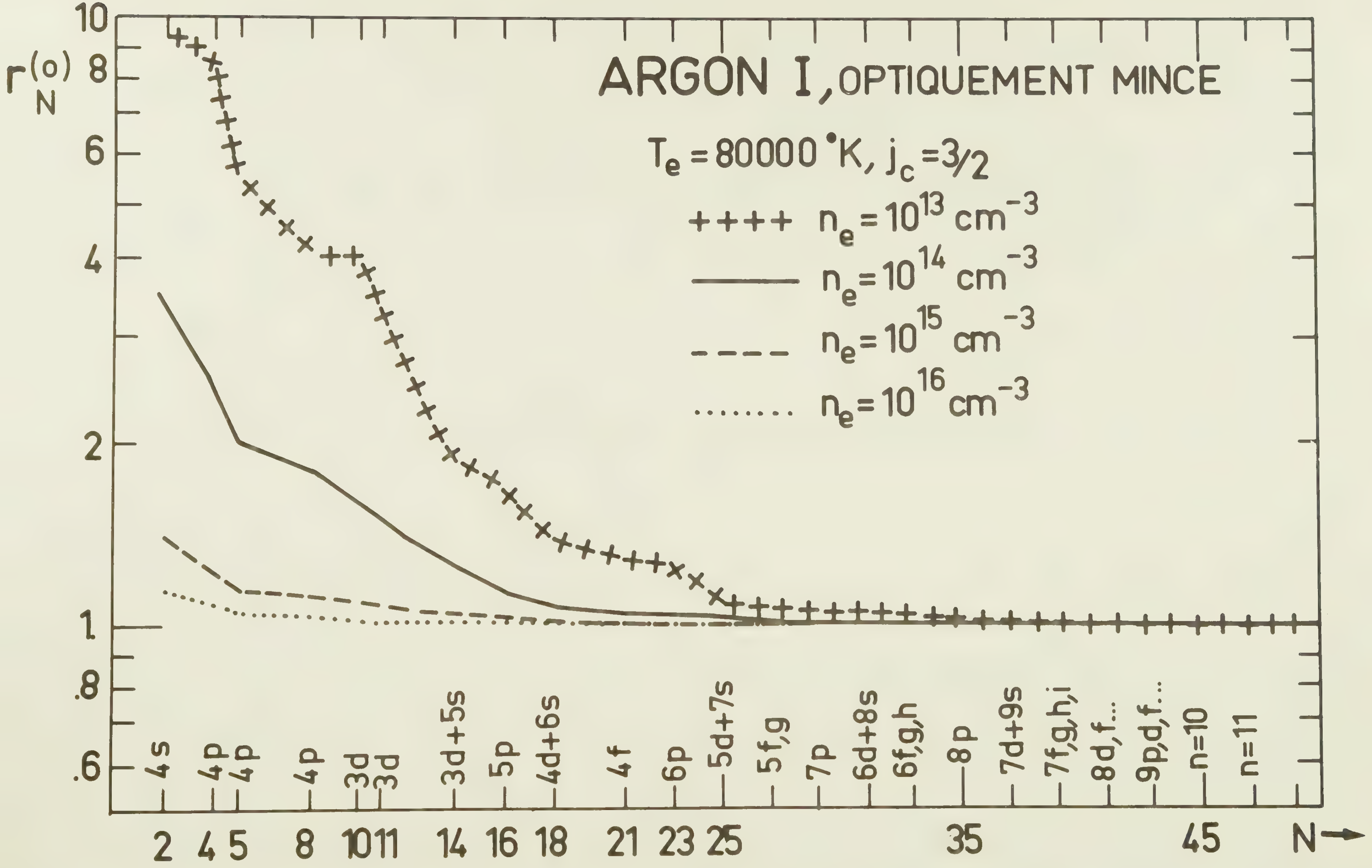


Fig. 46j : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 80000°K. Le système est supposé optiquement mince.

Cette méthode équivaut à calculer des coefficients $r_N^{(0)}$ se rapportant à des configurations entières de l'atome d'argon, caractérisées par les nombres quantiques principaux n.

Les valeurs des coefficients $r_N^{(1)}$ sont montrées sur les Figs. 47a à 47j (p.154-163); on a représenté la quantité $r_N^{(1)}/n_e$ en fonction de N (pour N<80) car $r_N^{(1)}$ varie très vite avec n_e loin de l'équilibre. Pour chaque température électronique on a construit une figure contenant plusieurs cas de densités électroniques et on a séparé les "niveaux" correspondant à $j'_c=1/2$ et à $j_c=3/2$. Bien que la forme de ces courbes soit très différente de celle de $r_N^{(o)}$, on observe également une variation en "dents de scie".

—— A. Pour les "niveaux effectifs" avec n≤42 la variation de $r_N^{(1)}$ en fonction de N est caractéristique de la composition du "niveau". Pour les "niveaux effectifs" N=12 (correspondant à $j'_c=1/2$) et N=10, N=11 (correspondant à $j_c=3/2$) les valeurs de $r_N^{(1)}$ correspondent à des minima des courbes en "dents de scie". En effet, ces "niveaux effectifs" contiennent des termes 3d', 3d dont le couplage direct avec le niveau fondamental est quasiment nul (transition interdite, forces d'oscillateur faibles). Par contre les "niveaux effectifs" N=13, N=15 ($j'_c=1/2$) et N=14 ($j_c=3/2$) qui se composent des termes 4s', 3d', 4s, 3d ont des valeurs de $r_N^{(1)}$ correspondant aux maxima des "dents de scie". Ces niveaux effectifs ont un couplage très fort avec le niveau fondamental, les valeurs des probabilités de transition étant très grandes (Table 2). Aux "niveaux effectifs" N=2 et N=3 correspondent de grandes valeurs de $r_N^{(1)}$. Ceci est dû aux niveaux $^1P_1$, $^3P_1$ non métastables qu'ils contiennent.

—— B. Les "niveaux effectifs" avec N>42 regroupent des niveaux réels ayant tous le même nombre quantique principal n et le même j_c. Pour ces "niveaux" $r_N^{(1)}$ diminue régulièrement quand N augmente.

Observons que dans le cas de densités électroniques faibles (p. ex.$n_e<10^{12}cm^{-3}$) $r_N^{(1)}$ augmente très vite avec la densité électronique, tandis que pour de grandes densités électroniques (p. ex. $n_e>10^{16}cm^{-3}$) les valeurs de $r_N^{(1)}$ deviennent pratiquement indépendantes de la densité électronique. Dans ce cas le rapport $r_M^{(1)}/r_N^{(1)}$ relatif à deux "niveaux effectifs" quelconques M,N reste le même pour toutes les densités électroniques ; les courbes des Figs. 47a à 47j, ont une forme invariable à partir de $n_e=10^{16}cm^{-3}$. Il en est tout autrement pour les densités électroniques faibles, pour lesquelles la structure atomique joue un rôle prépondérant.

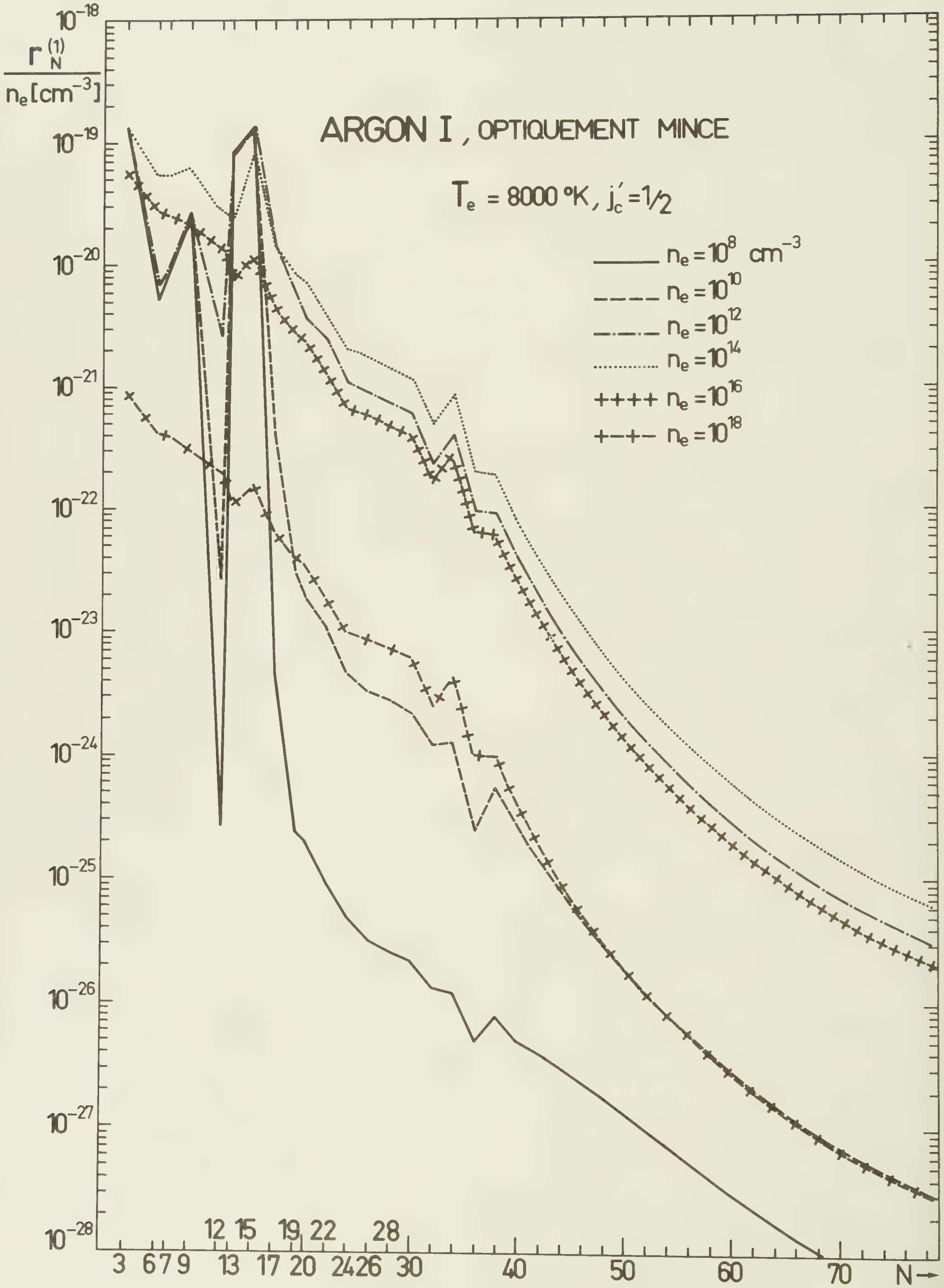
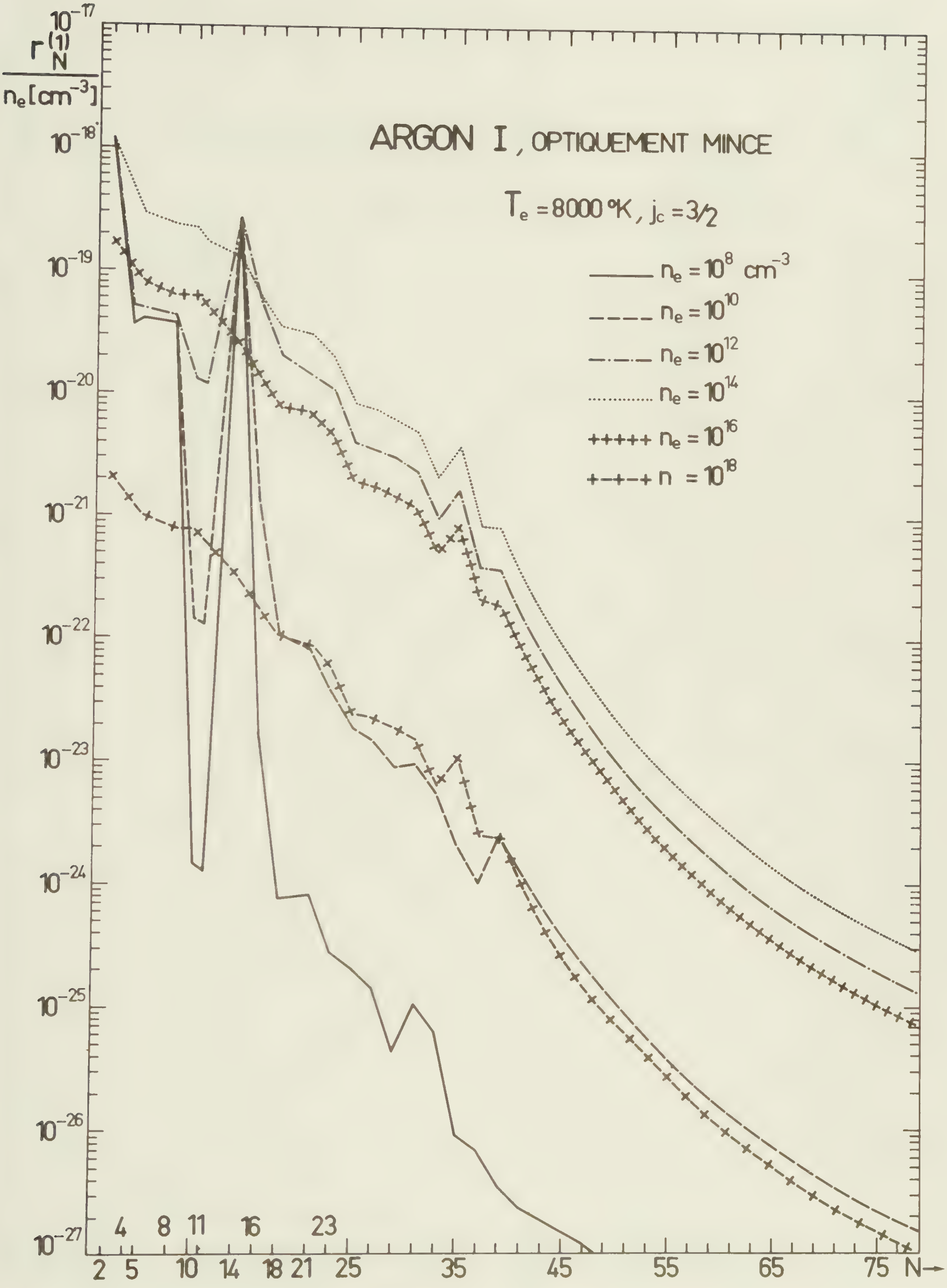


Fig. 47a : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système j_c' = en fonction de n_e, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.



<u>Fig. 47b</u> : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs ($N < 80$) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour Te = 8000°K. le plasma est supposé optiquement mince.

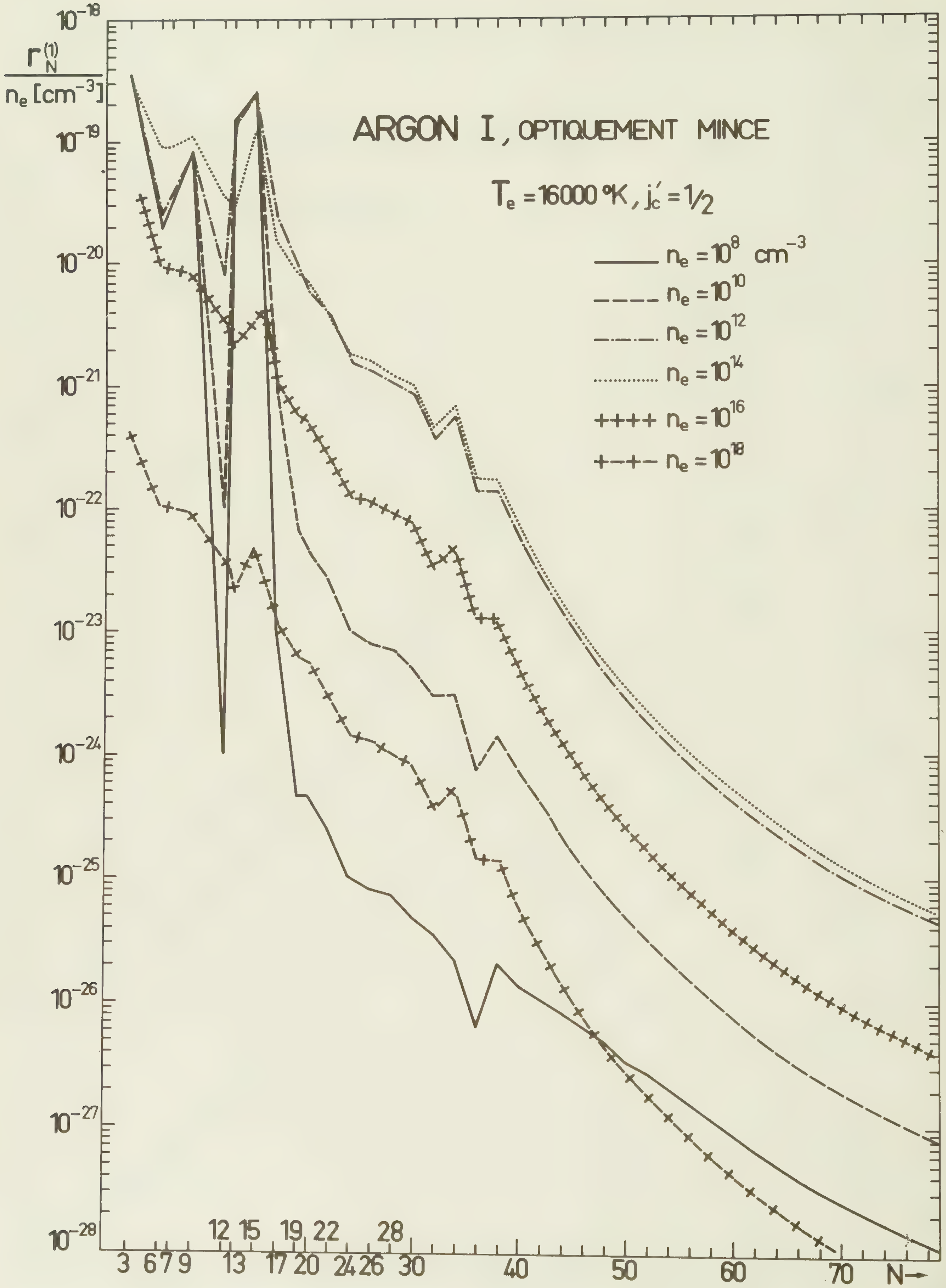


Fig. 47c : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000°K$. Le plasma est supposé optiquement mince.

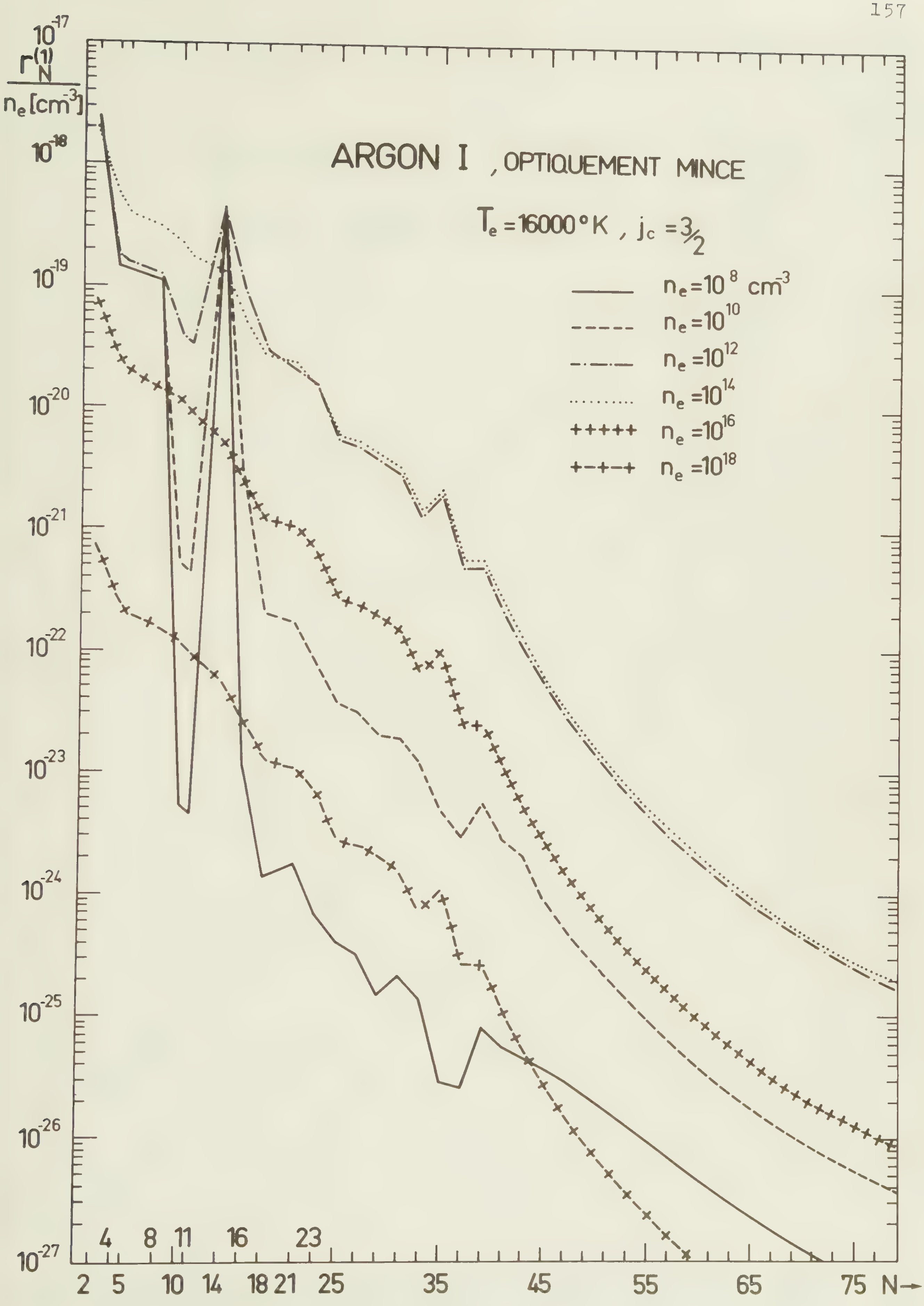


Fig. 47d : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000°K$. Le plasma est supposé optiquement mince.

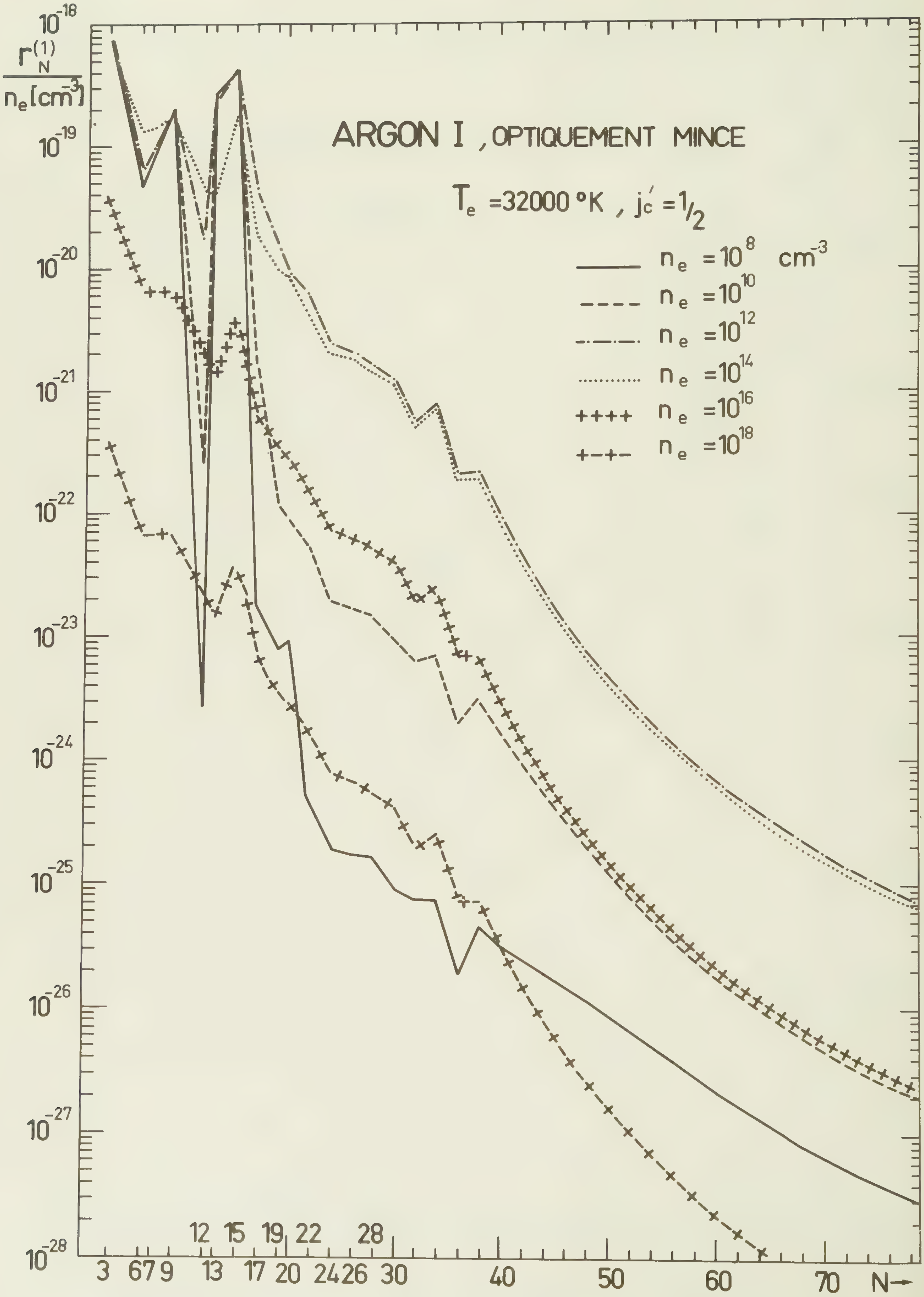
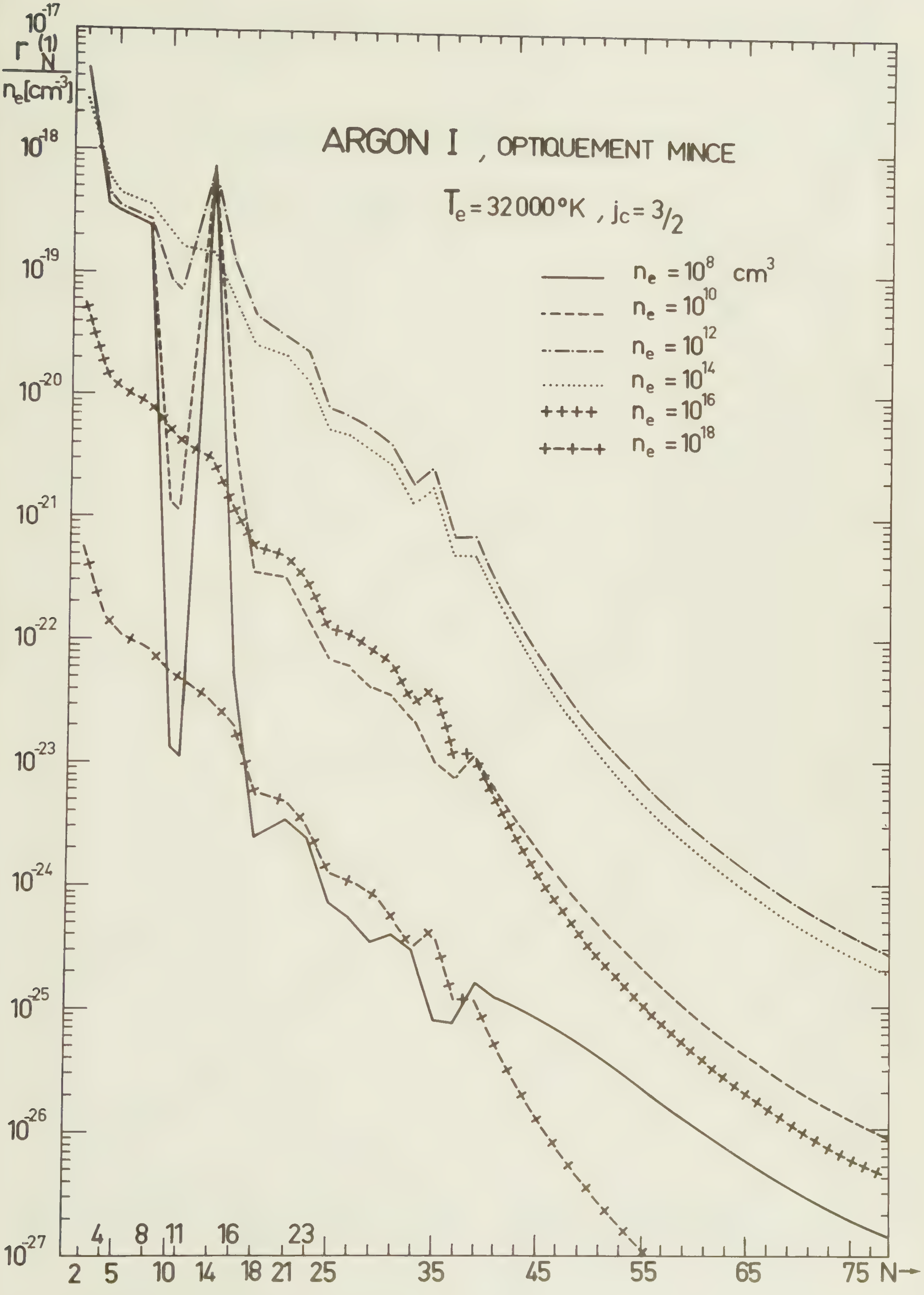


Fig. 47e : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 80) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e pour T_e = 32000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.



<u>Fig. 47f</u> : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 32000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

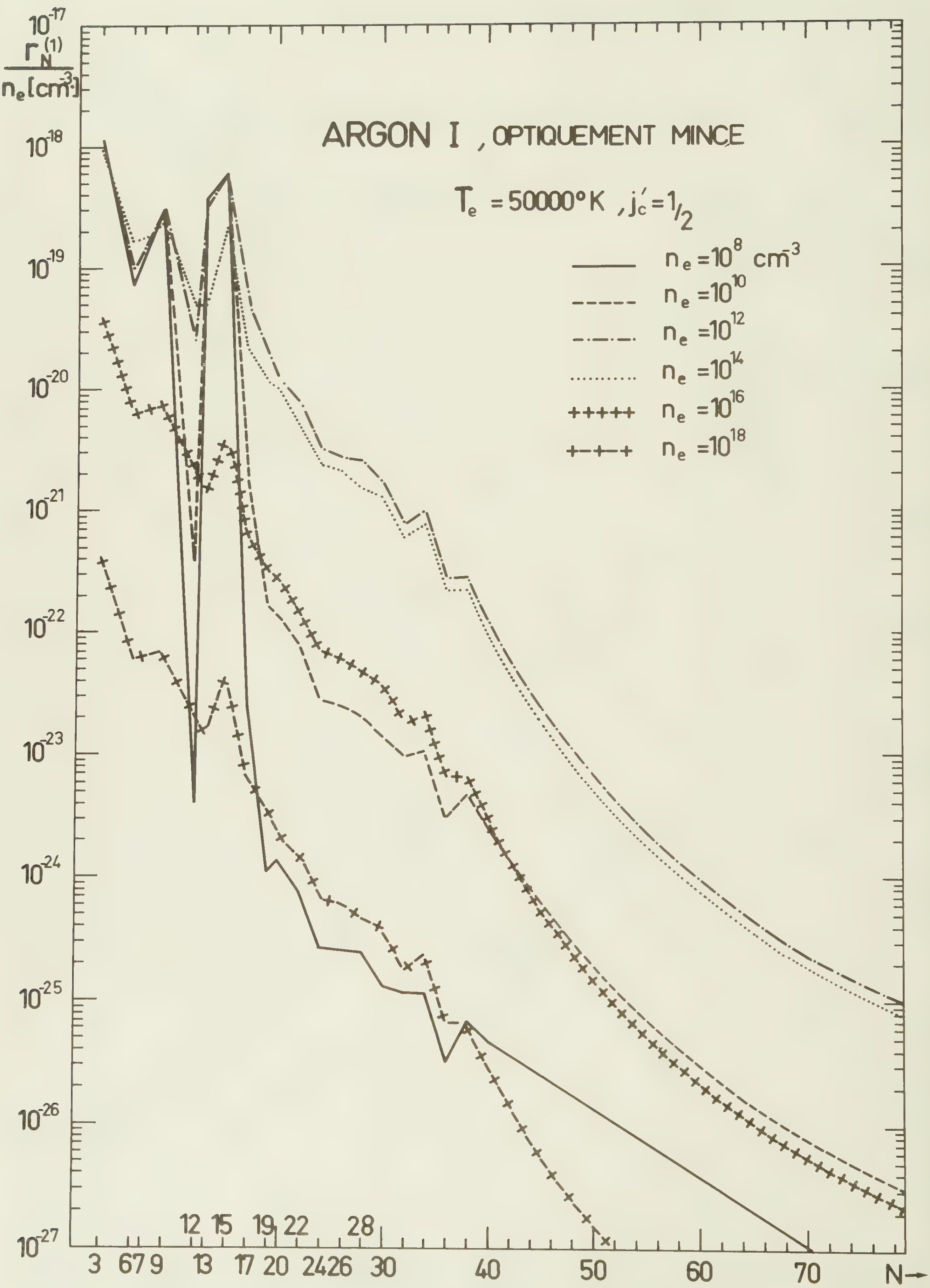


Fig. 47g : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 80) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour T_e = 50 000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

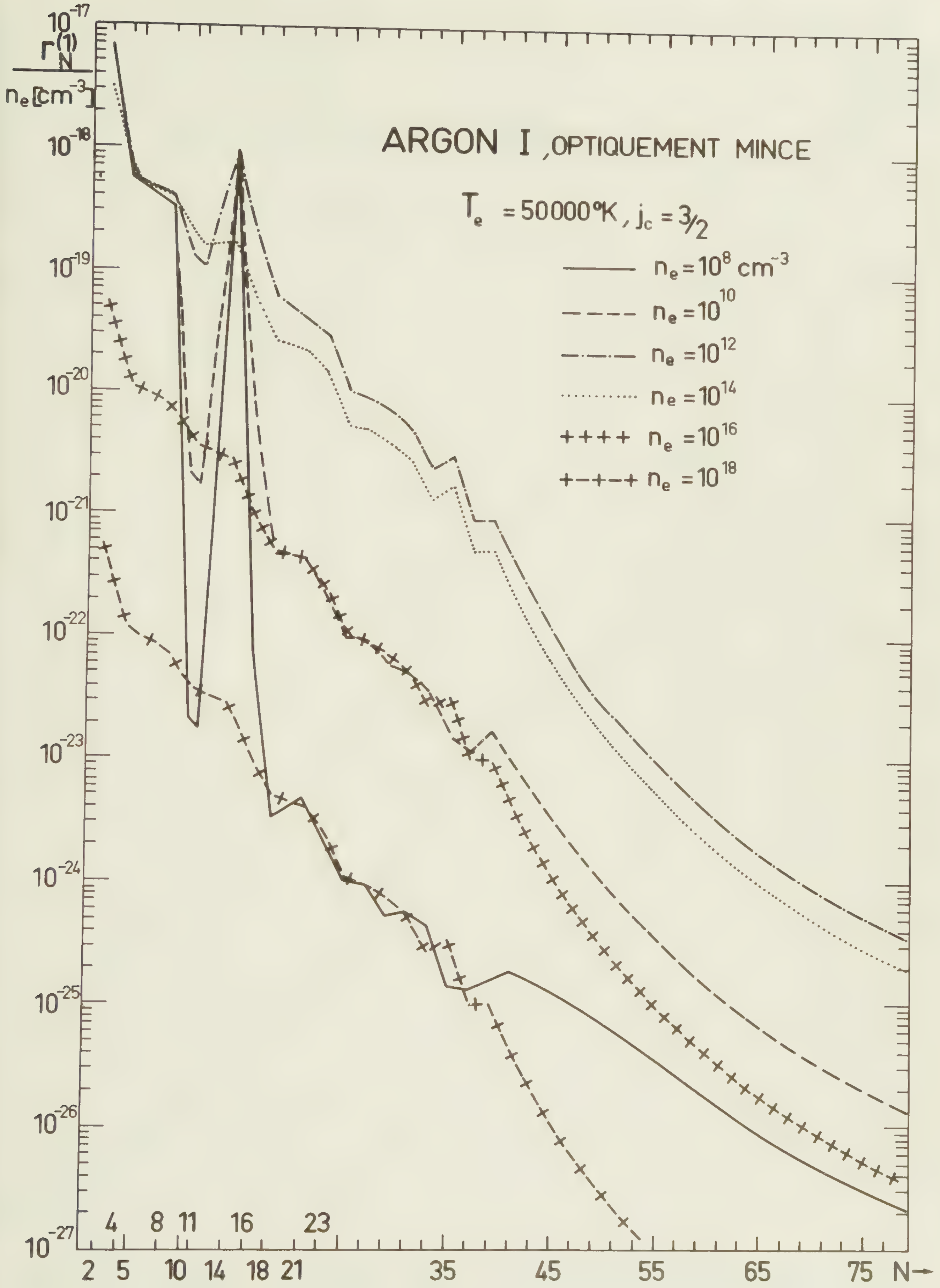


Fig. 47h : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 80) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 50000°K. Le plasma est supposé optiquement mince.

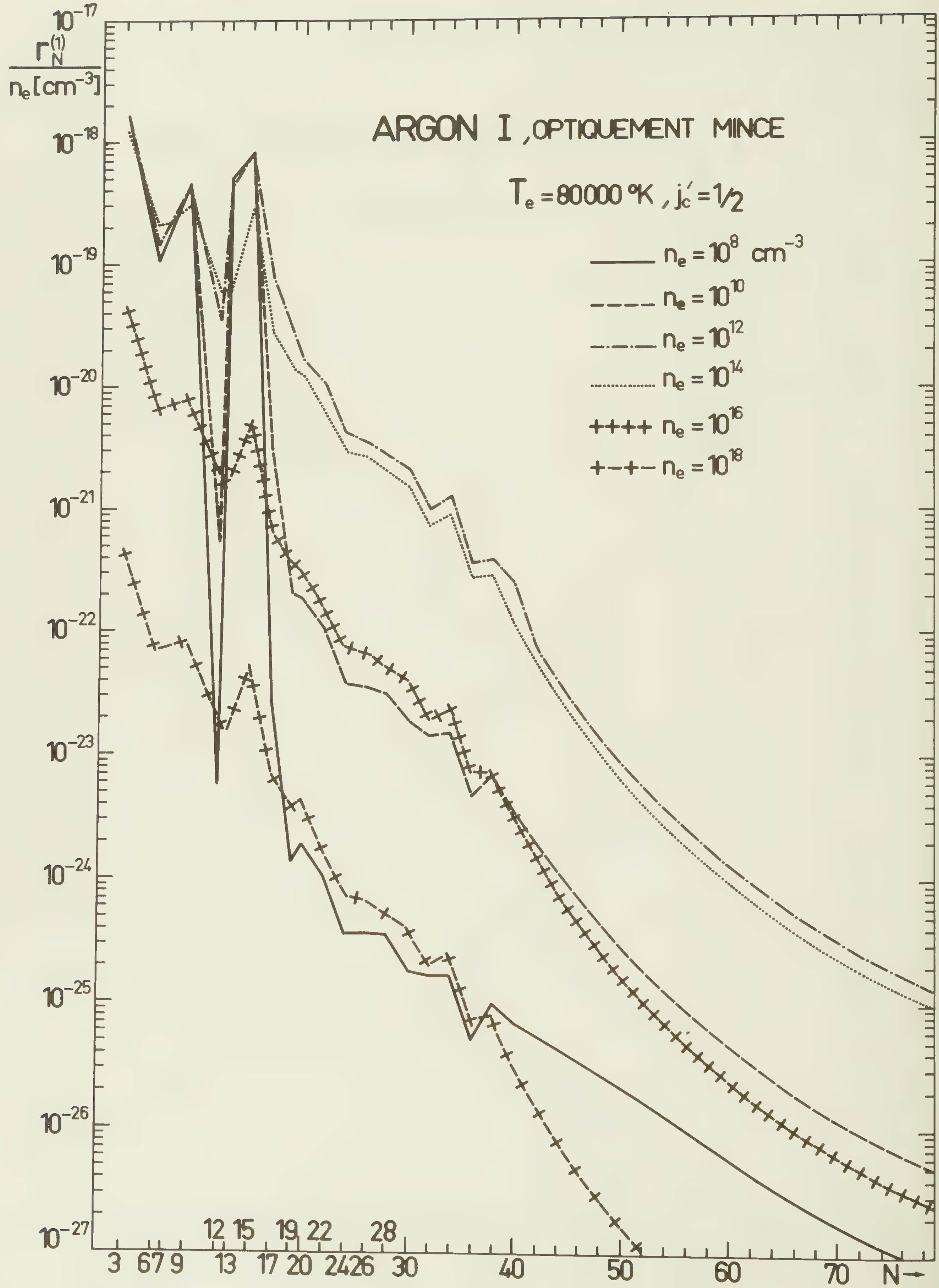


Fig. 47i : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 80000°K$. Le système est supposé optiquement mince.

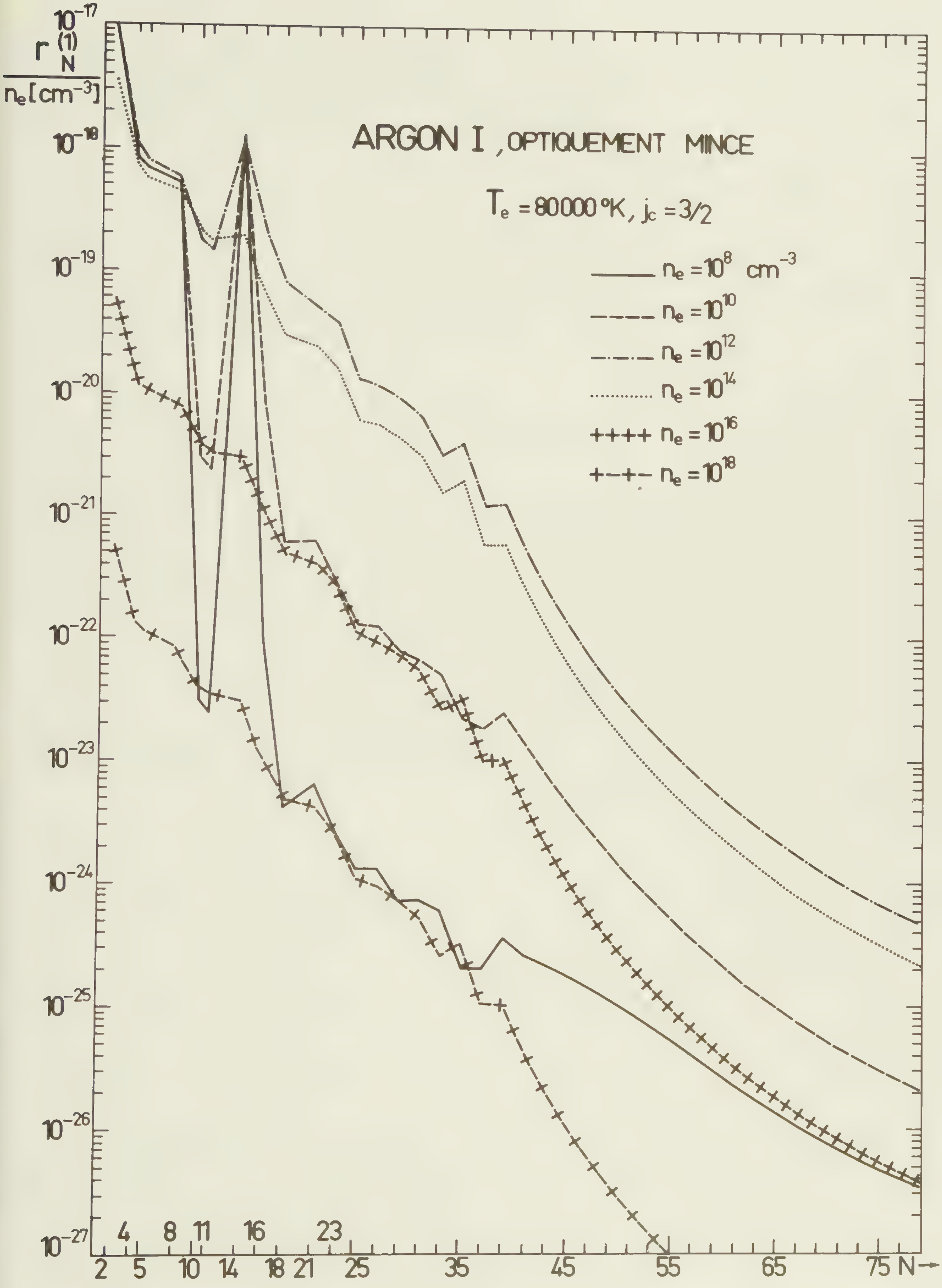


Fig. 47j : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 80$) du système jc = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 80000°K. Le système est supposé optiquement mince.

Etudions maintenant comment varie la densité de population n_N calculable à partir des coefficients $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$ par :

$$n_N/n_N^* = r_N^{(o)} + r_N^{(1)} n_1/n_1^*$$

ou encore

$$n_N = n_N^{(o)} + n_N^{(1)} \; n_1 \qquad (30)$$

Puisque $r_N^{(o)} \rightarrow 1$ quand N augmente, $n_N^{(o)}$, partie principale de la densité n_N tend vers n_N^*, densité de population du niveau N pour un plasma en équilibre thermodynamique à la même densité et température électroniques. En même temps $n_N^{(1)} n_1$ qui caractérise l'excitation à partir du niveau fondamental N=1, diminue quand N augmente et peut devenir négligeable devant $n_N^{(o)}$. Cette décroissance signifie qu'une différence entre la densité n_1 (vraie) et n_1^* (donnée par l'équation de SAHA) pour le niveau fondamental influence moins les niveaux les plus élevés. Rappelons que la différence entre les valeurs du plasma inhomogène et/ou transitoire et celles du plasma en équilibre thermodynamique provient ici d'un changement imposé au niveau fondamental. L'excitation préférentielle des niveaux autres que le fondamental peut modifier la situation (p. ex. plasma optiquement épais irradié par un rayonnement absorbé).

8. LES PLASMAS D'ARGON OPTIQUEMENT EPAIS

8.1. SOLUTIONS INDEPENDANTES DE LA GEOMETRIE DU PLASMA

On a vu au Chap. 2 que pour éviter la solution explicite de l'équation du transfert radiatif (2.29) et obtenir des solutions indépendantes de la géométrie du plasma on introduit les coefficients d'échappement Λ_i, Λ_{ij} (HOLSTEIN 1947,1951). On calcule ces coefficients de la façon suivante (DRAWIN et EMARD 1973) :

——— A. Transitions radiatives lié-lié coefficient Λ_{ij}). En utilisant les coefficients d'EINSTEIN, l'équation de bilan (2.31) donne :

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_j^{RAD} = [A_{ij} + B_{ij}\bar{I}_{ij}(\bar{r}')]n_j(\bar{r}') - B_{ij}\bar{I}_{ij}(\bar{r}')n_i(\bar{r}') \qquad (1)$$

$(dn_i/dr)_j^{RAD}$ est la variation de la densité de population du niveau inférieur i due aux processus radiatifs avec le niveau j et $\bar{I}_{ij}(\bar{r}')$ est l'intensité de rayonnement moyenne définie par :

$$\bar{I}_{ij}(\bar{r}') = [\iint_{\Omega\,\nu} P_{ij}(\nu)\; I_{ij}(\bar{r}',\nu,\Omega)\,d\Omega d\nu]/[\int_\nu P_{ij}(\nu)d\nu] = \frac{1}{4\pi}\int_\Omega I_{ij}(\Omega)d\Omega \qquad (2)$$

avec la normalisation :

$$\int_\nu P_{ij}(\nu)\; d\nu = 1 \qquad (3)$$

du profil spectral $P_{ij}(\nu)$ de la raie i←j (voir § 2.3.D). Les Eqs. (1) et (2) sont valables dans une région centrée autour d'un point défini par le rayon vecteur $\bar{r}'$.

D'autre part le taux de variation apparent de la densité de population du niveau i due aux processus radiatifs avec le niveau j s'écrit :

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_j^{RAD} = \Lambda_{ij}(\bar{r}')A_{ij}n_j(\bar{r}') \qquad (4)$$

Compte tenu des relations entre A_{ij} et B_{ij}, B_{ji} (MILNE 1930 § 61) la comparaison des Eqs. (1) et (4) donne :

$$\Lambda_{ij}(\bar{r}') = 1 - \bar{I}_{ij}(\bar{r}')/S_{ij}(\bar{r}') \qquad (5)$$

$S_{ij}(\bar{r}')$ étant la fonction source pour les deux niveaux i,j.

Supposons que la fonction source soit indépendante de l'espace. L'équation du transfert radiatif (2.25) a alors comme solution formelle :

$$I_{ij}[\tau_{ij}(\nu)] \;=\; S_{ij}\,[1 - e^{-\tau_{ij}(\nu)}] \qquad (6)$$

avec la condition aux limites $I_{ij}=0$ à l'épaisseur optique $\tau_{ij}=0$. Pour chercher des solutions indépendantes de la géométrie du plasma, au lieu d'effectuer une intégration sur l'Eq. (6) on utilise une épaisseur optique moyenne $\bar{\tau}_{ij}$ définie par :

$$\bar{I}_{ij}(\bar{r}',\nu) \;=\; S_{ij}\,[1 - e^{-\bar{\tau}_{ij}(\bar{r}',\nu)}] \qquad (7)$$

En supposant que $\bar{\tau}_{ij}(\bar{r}',\nu)$ est proportionnel à la plus courte distance ℓ du point $\bar{r}'$ au bord du plasma on écrit :

$$\bar{\tau}_{ij} \;=\; \frac{\pi e_o^2}{m_o c}\, f_{ij}\bar{n}_i\,\ell\,P_{ij} \qquad (8)$$

avec $\bar{n}_i$ la densité de population moyenne sur la distance ℓ. On écrit alors :

$$\bar{I}_{ij}(\ell) \;=\; [\int_\nu P_{ij}(\nu)\,\bar{I}_{ij}(\ell,\nu)d\nu]/[\int_\nu P_{ij}(\nu)d\nu]$$

$$= S_{ij}\,[1 - \int P_{ij}(\nu)\, e^{-\frac{\pi e_o^2}{m_o c} f_{ij}\bar{n}_i\ell P_{ij}(\nu)}\, d\nu\,]$$

d'où :

$$\Lambda_{ij}(\ell) \;=\; \int_\nu P_{ij}(\nu)\; e^{-\frac{\pi e_o^2}{m_o c} f_{ij}\bar{n}_i\,\ell\,P_{ij}(\nu)}\, d\nu \qquad (9)$$

—— B. <u>Transitions radiatives libre-lié et lié-libre</u> (coefficient Λ_i). En comparant l'Eq. (5.17) à l'équation de définition de Λ_i :

$$(\frac{dn_e}{dt})_i^{P,R} \;=\; -\Lambda_i n_+ n_e R_i \qquad (10)$$

on obtient la relation :

$$\Lambda_i(\bar{r}') = 1 - b_i \frac{P_i}{P_i^*} \tag{11}$$

qui est analogue à l'Eq. (5). En utilisant les relations du § 5.2.1. et une épaisseur optique moyenne du continu définie par :

$$\bar{\tau}_i = \bar{\sigma}^P(\nu)\, \bar{n}_i \ell \tag{12}$$

avec $\bar{n}_i$ et ℓ définis comme dans l'Eq. (8), on obtient à partir de l'Eq. (11) :

$$\Lambda_i(\ell) = \left[\int_{\nu=\nu_i}^{\infty} (h\nu)^2\, \bar{\sigma}_i^P(\nu)\, e^{-\frac{h\nu}{kT} - \bar{\tau}_i(\ell,\nu)}\, d\nu\right] / \left[\int_{\nu=\nu_i}^{\infty} (h\nu)^2\, \bar{\sigma}_i^P(\nu) e^{-\frac{h\nu}{kT}}\, d\nu\right] \tag{13}$$

σ_i^P est la section efficace de photoïonisation du niveau i.

On peut utiliser les Eqs. (4) et (10) au lieu des Eqs. (1) et (5.17) pour établir les équations statistiques [voir Eqs. (2.35) et (2.39)] à condition que Λ_{ij} et Λ_i soient calculés par les Eqs. (9) et (13).

Le calcul des facteurs d'échappement pour un profil de VOIGT a été effectué, dans le cas d'hélium, par DRAWIN et EMARD (1973). Ces auteurs montrent qu'il peut apparaître une forte réabsorption des premières raies de résonance tandis que pour toutes les autres transitions, y compris celles qui impliquent le continu, le plasma peut être considéré comme optiquement mince. Dans le cas d'un plasma beaucoup plus absorbant le continu de résonance peut être réabsorbé à condition que les raies de résonance soient très fortement absorbées. Cette observation nous a amenés à considérer deux cas de plasma d'argon optiquement épais* :

—— cas A. : Raies de résonance optiquement épaisses ($\Lambda_{1M}=0$) avec toutes les autres transitions lié-lié et lié-libre non réabsorbées.

—— cas B. : Raies et continu de résonance optiquement épais ($\Lambda_{1M}=0, \Lambda_1=0$). Les facteurs d'échappement de toutes les autres transitions sont égaux à l'unité à l'exception de :

$$\Lambda_{2M} = 10^{-4} \quad , \quad \Lambda_{3M} = 10^{-4} \qquad \forall\, M$$

---

*Les équations statistiques du modèle se référant à des "niveaux effectifs" nous avons désormais utilisé les indices N,M au lieu de i,j.

Dans la suite nous présentons, dans la plupart des cas, les résultats obtenus pour des plasmas d'argon absorbants suivant ces deux cas A. et B. Une comparaison avec des plasmas d'argon encore plus absorbants et avec des résultats analogues pour des plasmas d'hydrogène et d'hélium (DRAWIN 1969, EMARD 1971) est également effectuée.

8.2. IMPORTANCE DE LA GEOMETRIE DU PLASMA.PROCESSUS ITERATIF

Pour appliquer nos résultats numériques à des plasmas de laboratoire ayant des géométries différentes, on pourrait se limiter à une région où la variation spatiale des différentes caractéristiques du plasma est suffisamment petite pour être considérée comme négligeable. Cependant, on est souvent en présence d'une variation spatiale caractéristique des propriétés du plasma. Considérons par exemple le cas d'un plasma d'arc qui présente un "profil" radial des paramètres (DELCROIX 1966, Chap. 15 et 16). Si les profils de la densité électronique et de la température électronique sont donnés, on peut calculer les densités de population en fonction du rayon. Au lieu de considérer dans les Eqs. (9) et (13) une densité de population moyenne $\bar{n}_N$, on peut obtenir un calcul plus précis des coefficients d'échappement Λ_{NM}, Λ_N à l'aide d'une méthode itérative.

Supposons d'abord que la température et la densité électroniques restent constantes quand la distance radiale r varie. Avec ces valeurs constantes, en supposant le plasma optiquement mince, nous calculons les densités de population n_N indépendantes du rayon. Supposant que les raies ont des profils de VOIGT on peut alors calculer $\bar{\tau}_{NM}$,$\bar{\tau}_N$ suivant les Eqs. (8) et (12) en fonction de ℓ qui dépend du rayon r :

$$\ell = R - r \quad , \qquad (14)$$

où R est le rayon total du plasma. Utilisant ensuite dans les Eqs. (9) et (13) ces valeurs des $\bar{\tau}_{NM}$, $\bar{\tau}_N$ nous calculons des coefficients d'échappement Λ_{NM}, Λ_N qui sont aussi fonctions de r. En utilisant ces valeurs de Λ_{NM}, Λ_N, on calcule des valeurs des densités de population $n_N(r)$ qui peuvent encore être introduites dans les Eqs. (8) et (12) pour une détermination plus exacte de $\bar{\tau}_{NM}$, $\bar{\tau}_N$ qui donnent de nouvelles valeurs des coefficients d'échappement et ainsi de suite.

On peut généralement utiliser comme valeurs de départ des densités et températures électroniques présentant des "profils" radiaux observés.

Nous avons entrepris le calcul des coefficients d'échappement suivant cette méthode; les résultats obtenus seront publiés ulterieurement.

8.3. RESULTATS DES CALCULS POUR DES PLASMAS OPTIQUEMENT EPAIS

Nous allons décrire les résultats numériques relatifs à des plasmas optiquement épais avec des densités de population moyennes introduites dans les Eqs. (8) et (12) et une fonction source constante. Ceci nous amène à choisir les valeurs de Λ_{NM}, Λ_N pour les plasmas considérés.

Les calculs sont effectués dans le même domaine que pour les plasmas optiquement minces (température électronique entre 10^3 °K et 10^6 °K et densité électronique entre $10^4 cm^{-3}$ et $10^{20} cm^{-3}$); la validité des différentes approximations est discutée au Chap. 9. Le nombre maximum de niveaux utilisés est encore P=125 et l'exploitation numérique du système des équations couplées est faite de la façon décrite au § 7.3. Après une description séparée des propriétés des deux cas choisis, nous effectuons une comparaison avec les résultats obtenus pour des plasmas plus absorbants.

8.3.1. LES PLASMAS HOMOGENES ET STATIONNAIRES

8.3.1.1. CAS A

Nous présentons les résultats de nos calculs pour un plasma homogène et stationnaire, opaque en ce qui concerne les raies de résonance (Λ_{1M}=0, cas A), sur les Figs. 48. à 51. La première (Fig. 48) représente (lignes continues) la variation de la densité électronique $n_e \equiv n_e^{HS}$ en fonction de la densité n_1^{HS} des atomes neutres non excités et ceci pour plusieurs températures électroniques T.

——— A. Sur les courbes correspondant à $T \geq 10^4$ °K on distingue une partie rectiligne de pente 1 à partir de $n_e = 10^{15}$ cm^{-3}. Cette partie est observable pour des densités électroniques légèrement plus grandes quand la température électronique augmente. La situation est analogue à celle du plasma optiquement mince (régime coronal) mais la réabsorption des raies de résonance réduit le domaine de ce régime quand les températures sont petites.

——— B. Toujours pour des températures électroniques supérieures à 10^4 °K, quand les densités électroniques augmentent, le plasma se rapproche de l'ETL. Les courbes correspondantes deviennent des droites de pente 1/2 déjà pour $n_e = 10^{18}$ cm^{-3}.

On voit donc que l'absorption introduite en empêchant l'installation d'un régime coronal, favorise l'établissement de l'ETL.

——— C. Pour des températures électroniques $T < 10^4$ K l'absorption des raies de résonance provoque :

I. L'abaissement de la densité électronique nécessaire pour l'établissement de l'ETL.

II. La réduction du régime coronal au domaine des densités électroniques $n_e < 10^{11}$ cm^{-3}.

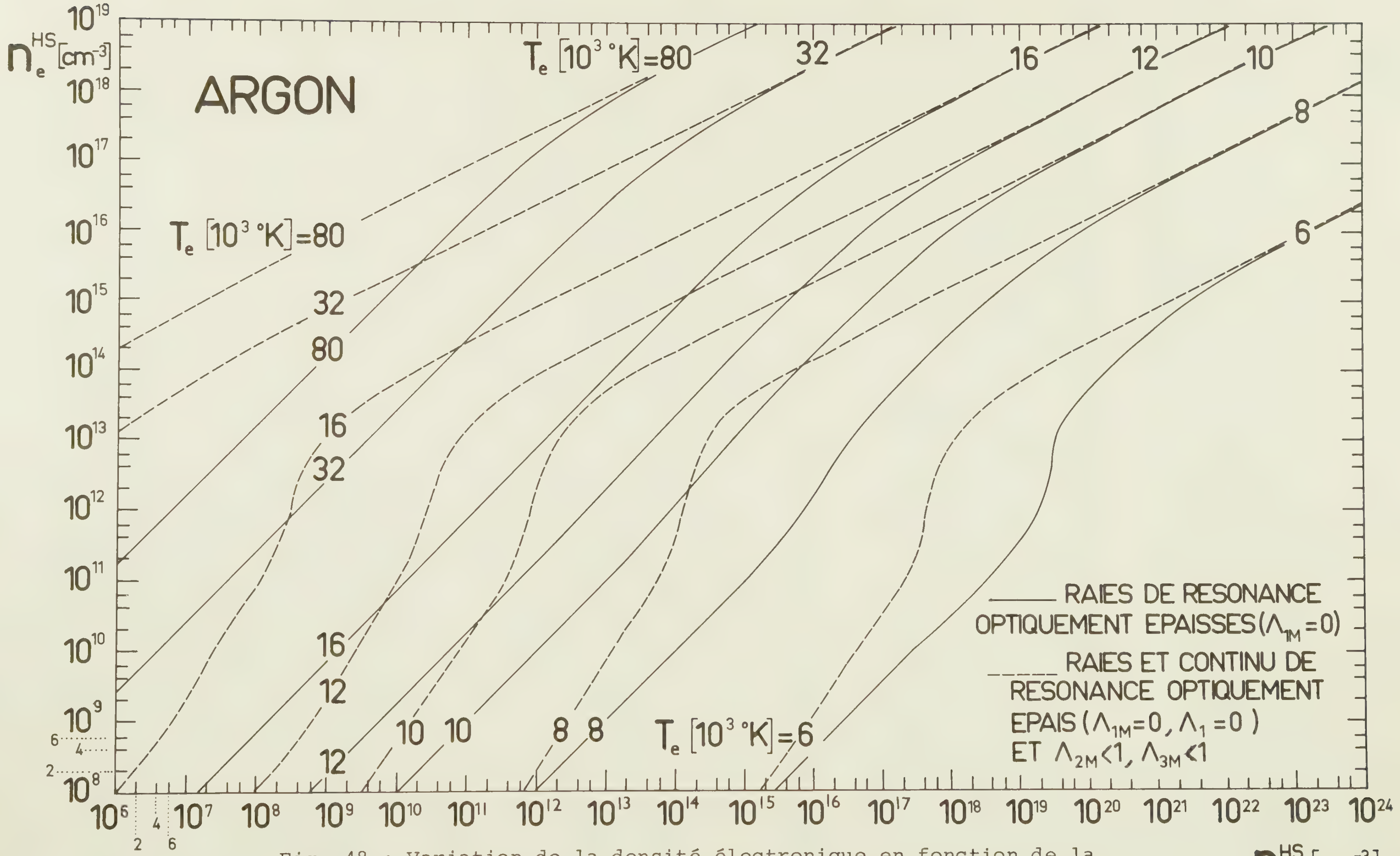


Fig. 48 : Variation de la densité électronique en fonction de la densité des atomes neutres pour deux cas de plasmas d'ArI optiquement épais (cas A. et B.) à différentes températures électroniques.

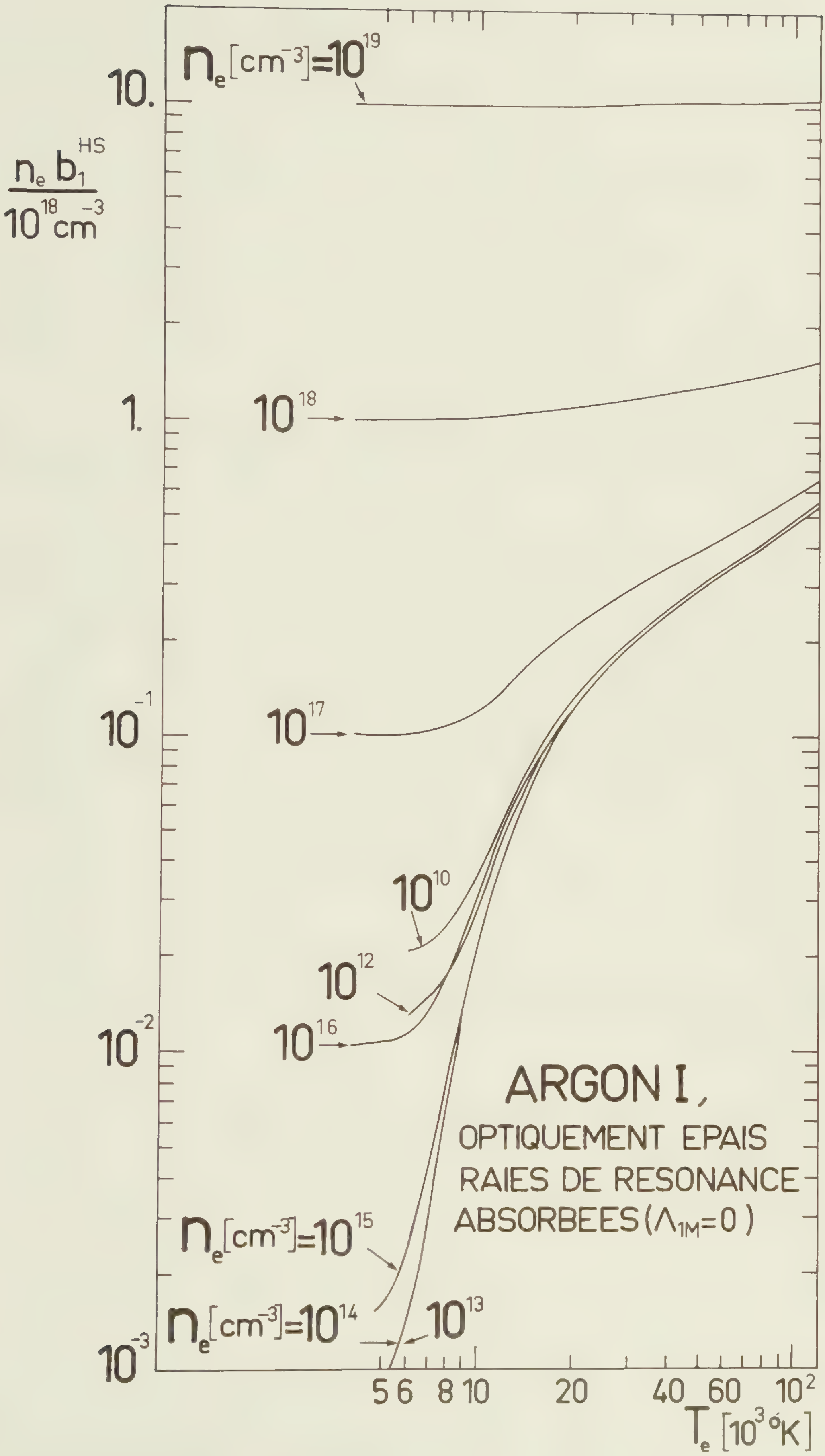


Fig. 49 : Décrément de SAHA du niveau fondamental en fonction de la température. Plasma d'ArI optiquement épais dans les raies de résonance (cas A.)

III. L'apparition, pour les densités électroniques $10^{11}\,cm^{-1} \leq n_e \leq 10^{15}\,cm^{3}$, d'une structure caractéristique du processus d'absorption qui entre en compétition, neutralisant les probabilités de transition vers le niveau fondamental.

Pour suivre la variation du décrément de SAHA b_1^{HS} en fonction de la température électronique T pour plusieurs densités électroniques, nous avons représenté sur la Fig. 49 la variation de $b_1^{HS} n_e/10^{18} (cm^{-3})$ en fonction de T. Cette quantité augmente avec la température. Pour des températures T<20000°K on observe une chute abrupte de b_1^{HS} pour des densités électroniques $n_e < 10^{17}\,cm^{-3}$. Ceci permet à des plasmas, à ces températures électroniques, d'être près de l'équilibre, même pour des densités électroniques relativement faibles.

La Fig. 50 permet une étude de la façon dont le plasma s'éloigne de l'ETL. Le pourcentage (100xq)% qui est donné par les courbes de cette figure est défini suivant l'Eq. (7.21).

D'autre part, la Fig. 51 (ligne continue) représente le quotient n_e/n_1^{HS} en fonction de la densité électronique pour différentes valeurs de la température électronique pour ce cas de plasma optiquement épais. Nous distinguons :

—— A. Température électronique T≳12000°K. Pour des densités électroniques $n_e \lesssim 10^{16}\,cm^{-3}$, n_e/n_1 reste pratiquement invariant. Comme dans cette région la densité des atomes neutres excités est négligeable devant la densité des atomes non excités, suivant l'Eq. (7.22) le degré d'ionisation du plasma reste constant pour une température donnée, mais il est plus grand que celui d'un plasma optiquement mince sous les mêmes conditions. En effet, l'absorption favorise l'excitation qui facilite l'ionisation du plasma.

Pour des densités électroniques $n_e > 10^{16}\,cm^{-3}$ le quotient n_e/n_1^{HS} atteint la variation asymptotique prévue pour un plasma en ETL et les lignes correspondantes deviennent des droites de pente −1.

—— B. Températures électroniques T<12000°K. On observe une augmentation considérable du quotient n_e/n_1^{HS} dans la région $10^{12}\,cm^{-3} \lesssim n_e \lesssim 10^{16}\,cm^{-3}$. Dans cette région la densité électronique est suffisamment grande pour que la diminution de la désexcitation spontanée soit visible mais pas assez grande pour que le plasma atteigne l'ETL pour ces températures, comme c'est le cas pour $n_e > 10^{16}\,cm^{-3}$.

8.3.1.2. CAS B

Examinons un plasma optiquement épais, opaque en ce qui concerne les raies et le continu de résonance mais réabsorbant aussi en partie pour les raies formées avec les deux premiers "niveaux effectifs" ($\Lambda_{1M}=0, \Lambda_1=0$ et $\Lambda_{2M}<1$, $\Lambda_{3M}<1$, cas B).

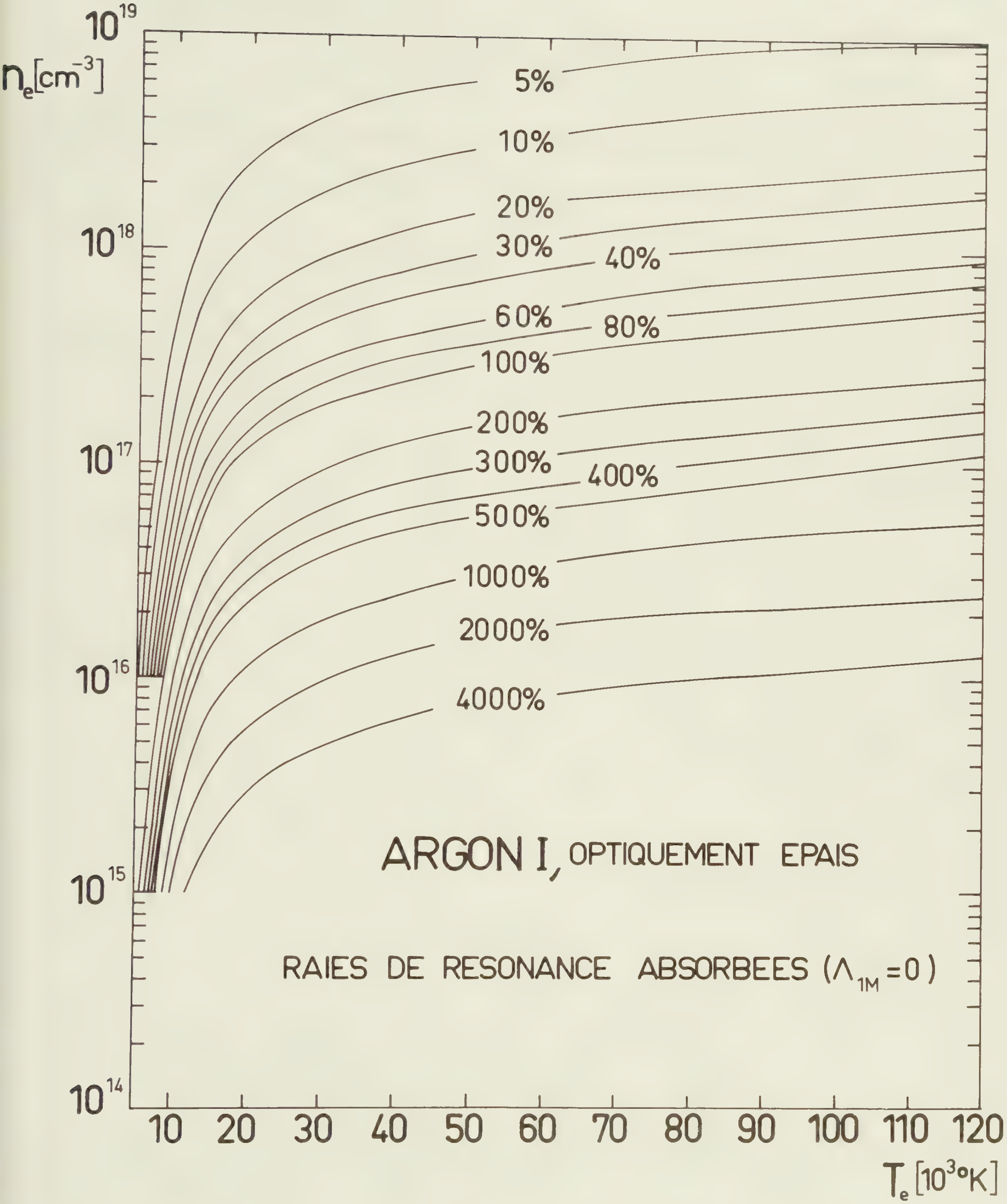


Fig.50 : Ecart à l'ETL du niveau fondamental d'un plasma d'ArI optiquement épais dans les raies de résonance (cas A.).

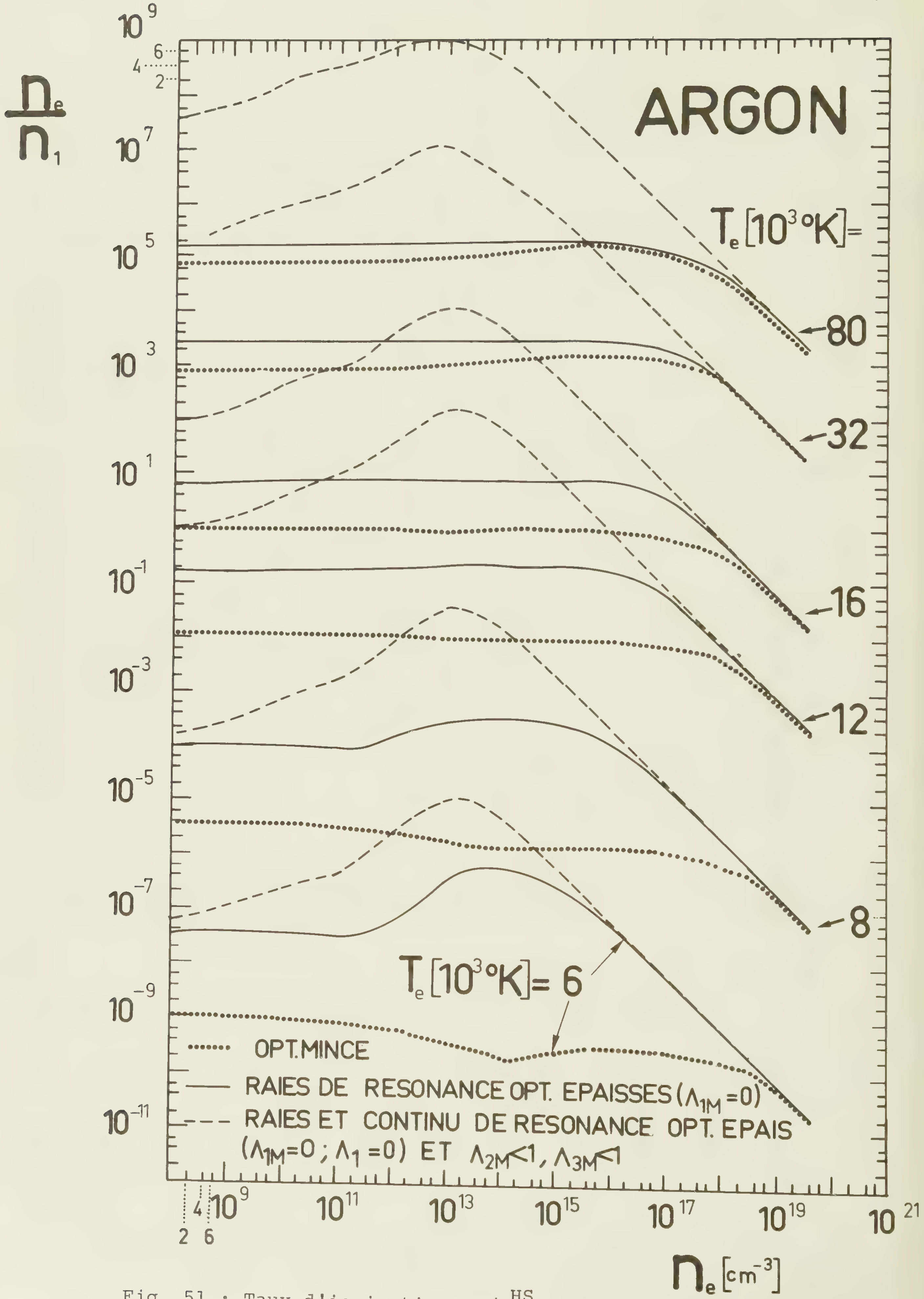


Fig. 51 : Taux d'ionisation n_e/n_1^{HS} de plasmas d'ArI optiquement mince et optiquement épais.

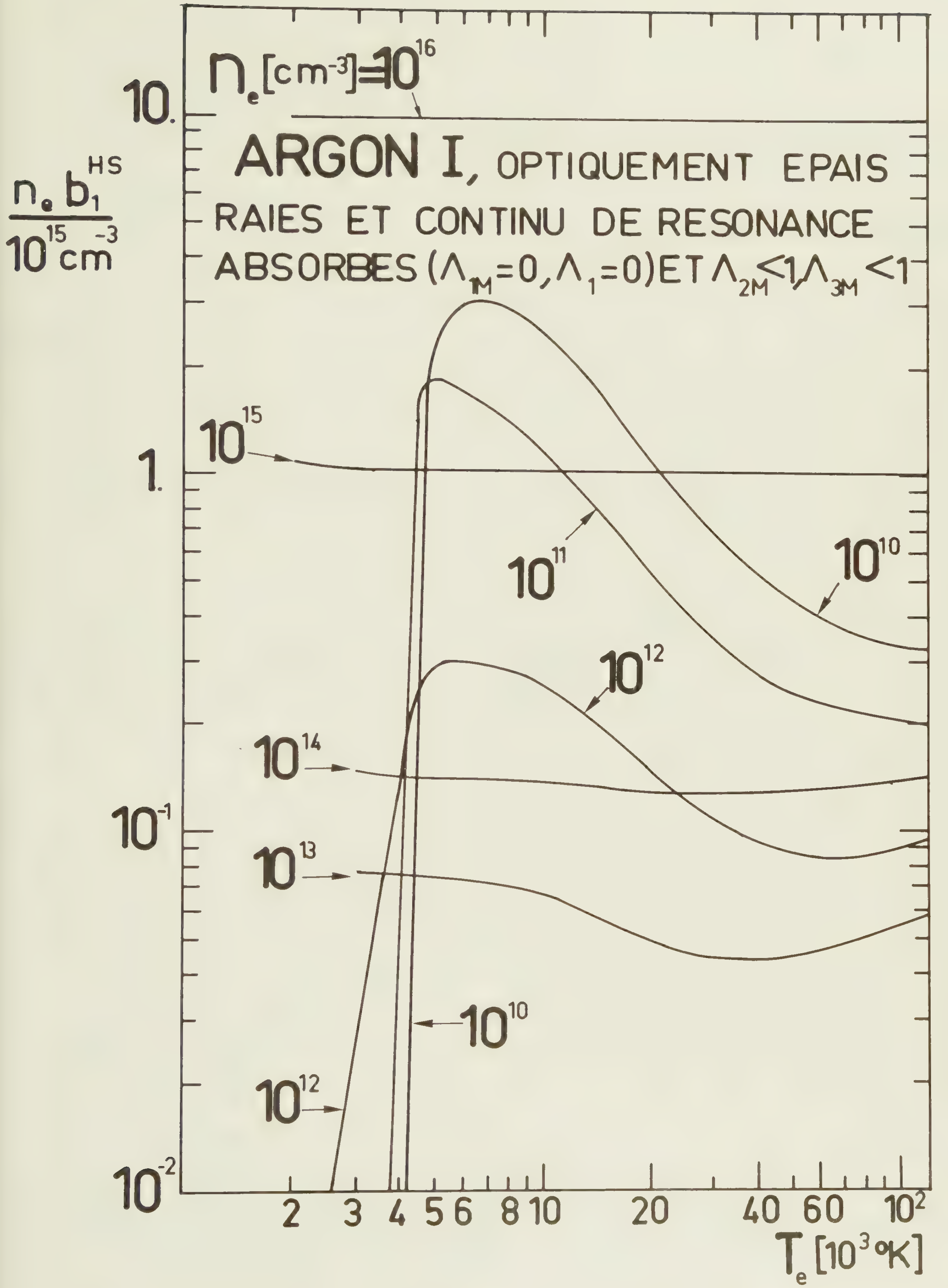


Fig. 52 : Décrément de SAHA du niveau fondamental en fonction de la température. Plasma d'ArI optiquement épais dans les raies et dans le continu de résonance (cas B.).

Les résultats correspondants sont montrés sur les Figs. 48, 51, 52 et 53 .

La Fig. 48 (lignes interrompues) représente la variation de la densité électronique n_e^{HS} en fonction de la densité n_1 des atomes neutres non excités pour plusieurs températures électroniques T. On distingue :

—— A. Pour T>16000°K la partie rectiligne de pente 1 commence à peine d'apparaître pour $n_e<10^{14}cm^{-3}$.

—— B. Pour T≤16000°K et toujours pour des densités électroniques intérieures à $10^{14}cm^{-3}$ on voit une structure caractéristique, résultat de l'absorption qui joue un rôle prépondérant dans cette région.

—— C. Indépendamment de la température électronique quand la densité électronique dépasse $10^{14}cm^{-3}$ il apparait des lignes droites de pente 1/2 caractéristiques de l'approche du plasma à l'ETL.

Sur la Fig. 52, nous avons représenté la variation de b_1^{HS} en fonction de la température électronique T pour plusieurs densités électroniques n_e par la variation de $b_1^{HS}n_e/10^{15}(cm^{-3})$ en fonction de T. On observe que :

—— A. Avec l'augmentation de la densité électronique ($n_e>10^{13}cm^{-3}$) les courbes deviennent des droites et b_1^{HS} approche de l'unité.

—— B. Pour $n_e\leq 10^{13}cm^{-3}$ les courbes montrent trois parties caractéristiques :

I. Très hautes températures (à partir de 50000°K). Le plasma s'éloigne de l'ETL.

II. Moyennes températures (5000°K à 50000°K). Avec l'augmentation de la température électronique b_1^{HS} diminue.

III. Températures inférieures à 5000°K. La valeur de b_1^{HS} présente des chutes d'autant plus abruptes que la densité électronique diminue. Ceci est naturel pour un plasma dont la température ne suffit pas pour permettre l'excitation collisionnelle ou radiative et qui, de plus, est réabsorbant. Observons toutefois que dans cette région le modèle se trouve près de la limite des solutions numériques possibles (voir § 9.1.) et ce cas ne présente pas un intérêt physique.

La façon dont le plasma optiquement épais étudié ici s'approche de l'ETL est montré sur la Fig. 53. Les pourcentages y apparaissant sont encore définis suivant l'Eq. (7.21).

Enfin, la Fig. 51 montre aussi pour ce cas de plasma optiquement épais (lignes interrompues), la variation de n_e/n_1^{HS} en fonction de la densité électronique n_e et pour plusieurs températures électroniques. Pour toutes les températures on distingue une augmentation presque régulière de n_e/n_1^{HS} pour $10^8cm^{-3}<n_e<10^{13}cm^{-3}$ et des lignes de pente -1, correspondant à une approche de l'équilibre.

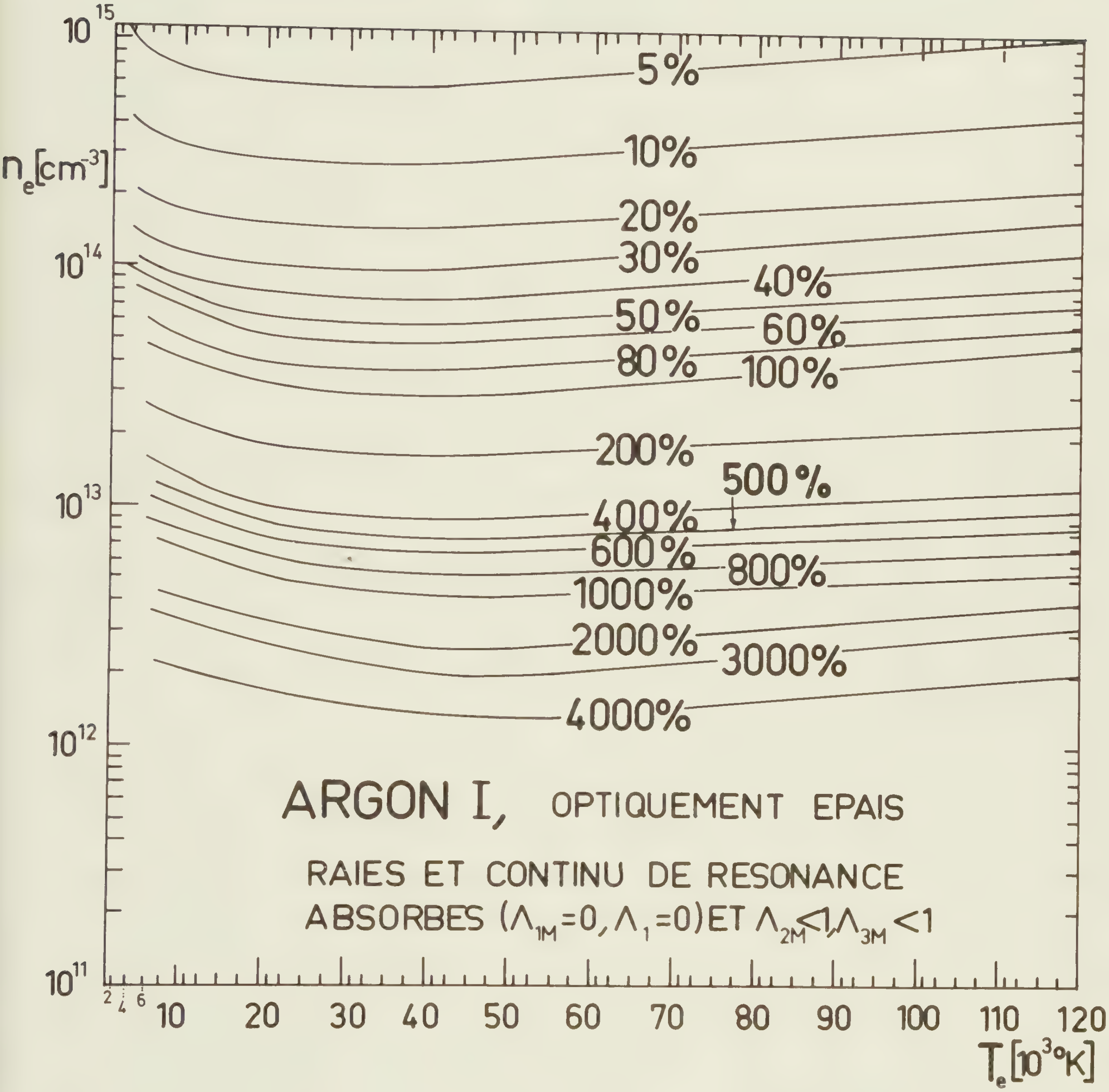


Fig.53 : Ecart à l'ETL du niveau fondamental d'un plasma d'ArI optiquement épais dans les raies et le continu de résonance (cas B.)

8.3.1.3. COMPARAISON DES PROPRIETES DES PLASMAS D'ARGON H-S D'EPAISSEURS OPTIQUES DIFFERENTES

Quand la réabsorption des raies et du continu par le plasma augmente, pour les mêmes température et densité électroniques, on doit avoir des valeurs du décrément de SAHA b_1^{HS} plus petites. Pour étudier cette propriété quantitativement, nous avons donc calculé les valeurs de b_1^{HS} en fonction de la densité électronique pour différentes températures, avec les valeurs des coefficients d'échappement suivantes :

Cas 1 : $\Lambda_{12}=0$ et $\Lambda_{13}=0$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1 (\forall N)$

Cas 2 : $\Lambda_{1M}=0$ $(\forall M)$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1$ $(\forall N)$. Ces conditions sont les mêmes que pour le cas A (§ 8.3.1.1.)

Cas 3 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0.1$, $\Lambda_{3M}=0.1$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0.1$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 4 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 5 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=0$, avec les autres Λ_{NM} et Λ_N égaux à l'unité. Le cas B (§ 8.3.1.2.) se place entre le cas 4 et 5 qui d'ailleurs donnent des résultats très voisins.

Cas 6 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 9$ et $\forall M$; les raies et le continu relatifs aux "niveaux effectifs" N>9 ne sont pas réabsorbés.

Cas 7 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 21$ et $\forall M$; $\Lambda_{NM}=1$, $\Lambda_N=1$ pour $N>21$, $M>22$.

Cas 8 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ $(\forall N , \forall M)$, ce qui correspond à un plasma opaque dans toutes les transitions optiques possibles.

On a ainsi construit les Figs.54a à 54d, valables pour les températures électroniques T=8000°K, T=12000°K, T=16000°K et T=32000°K. On y a aussi représenté à titre de comparaison les valeurs de b_1^{HS} correspondant au plasma optiquement mince (lignes "0"). On voit que pour toutes les températures électroniques l'augmentation de l'absorption conduit à une diminution des b_1^{HS} correspondants. Tandis que le plasma optiquement mince nécessite une densité électronique $n_e>10^{19}cm^{-3}$ pour vérifier l'ETL complet, une densité électronique $n_e\approx 10^{13}cm^{-3}$ est suffisante pour un plasma fortement absorbant (cas 7). On trouve aussi que le plasma opaque du cas 8 se trouve en ETL complet pour toutes les températures et densités électroniques ce qui est en accord avec le principe de microréversibilité. Il faut toutefois mentionner qu'il n'y a que les plasmas astrophysiques qui, même avec de faibles densités, peuvent présenter une telle épaisseur optique à cause de leurs dimensions; la plupart des plasmas de laboratoire ont une absorption relativement faible (cas A et B, § 8.3.1.1., § 8.3.1.2.). Nos résultats sont qualitativement en accord avec ceux obtenus antérieurement pour l'hydrogène (voir DRAWIN 1975, Fig. 41).

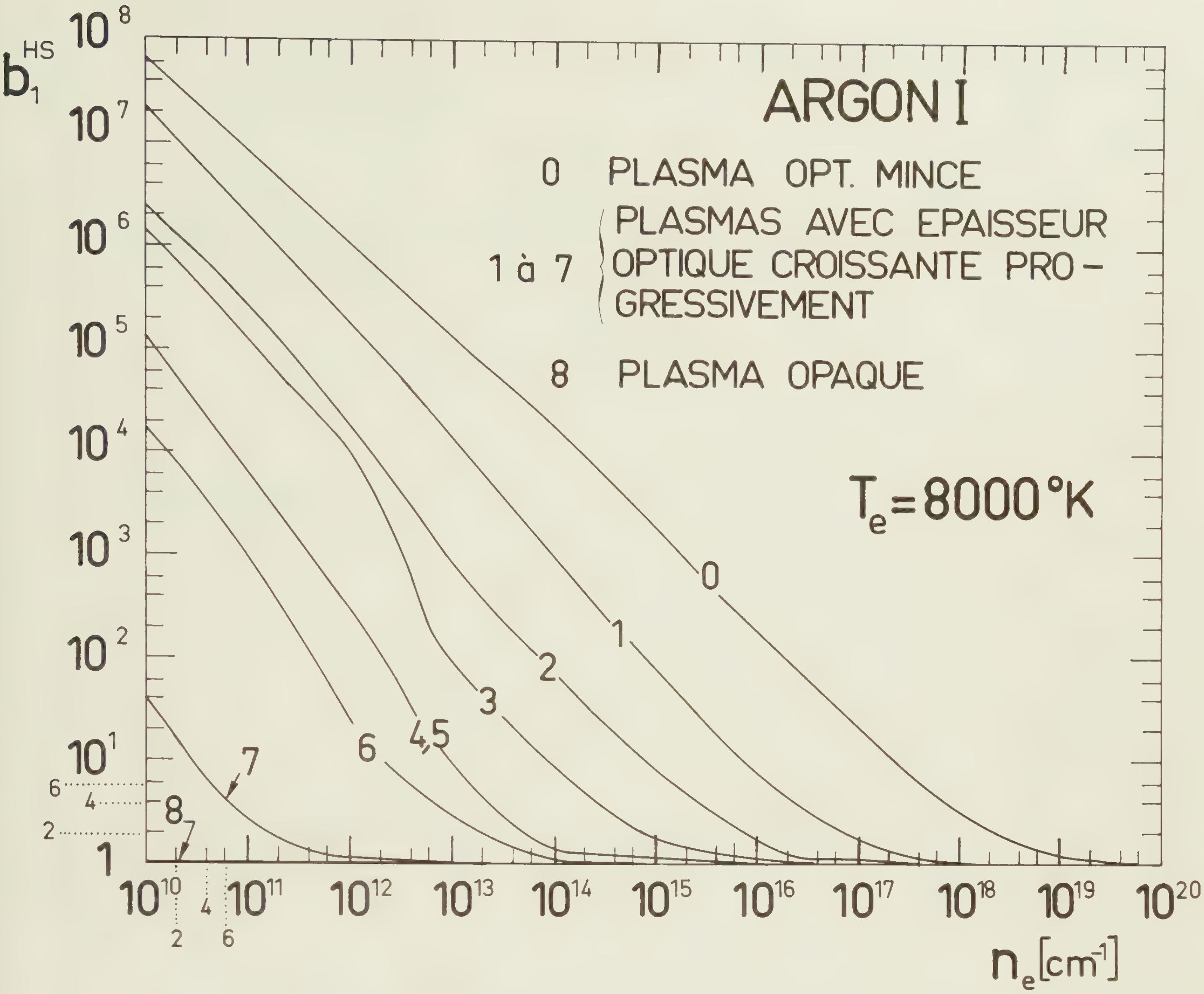


Fig. 54a : Valeurs de b_1^{HS} pour le niveau fondamental d'argon avec et sans absorption radiative.

Cas 1 : $\Lambda_{12}=0$ et $\Lambda_{13}=0$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1 (\forall N)$

Cas 2 : $\Lambda_{1M}=0$ ($\forall M$) ; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1$ ($\forall N$). Ces conditions sont les mêmes que pour le cas A (§ 8.3.1.1.)

Cas 3 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0.1$, $\Lambda_{3M}=0.1$ ($\forall M$) ; $\Lambda_1=0.1$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 4 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ ($\forall M$) ; $\Lambda_1=0$. Tous les autres valeurs de Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 5 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ ($\forall M$) ; $\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=0$, avec les autres Λ_{NM} et Λ_N égaux à l'unité. Le cas B (§ 8.3.1.2.) se place entre le cas 4 et 5.

Cas 6 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1 \leq N \leq 9$ et $\forall M$; les raies et le continu relatifs aux "niveaux effectifs" $N>9$ ne sont pas réabsorbés.

Cas 7 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1 \leq N \leq 21$ et $\forall M$; $\Lambda_{NM}=1$, $\Lambda_N=1$ pour $N>21$, $M>22$.

Cas 8 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ ($\forall N$, $\forall M$), ce qui correspond à un plasma opaque dans toutes les transitions optiques possibles.

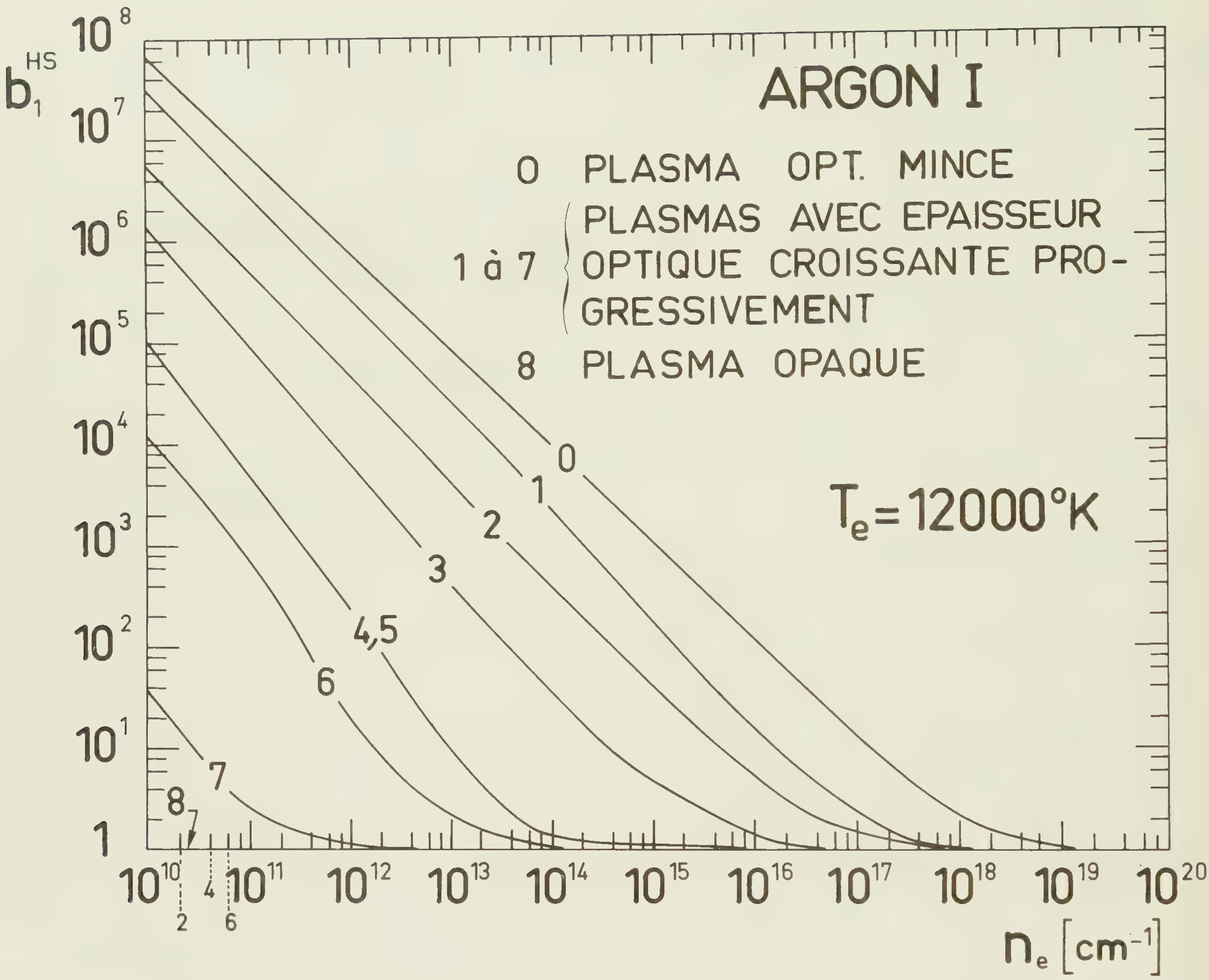


Fig. 54b : Valeurs de b_1^{HS} pour le niveau fondamental d'argon avec et sans absorption radiative.

Cas 1 : $\Lambda_{12}=0$ et $\Lambda_{13}=0$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1 (\forall N)$

Cas 2 : $\Lambda_{1M}=0$ $(\forall M)$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1$ $(\forall N)$. Ces conditions sont les mêmes que pour le cas A (§ 8.3.1.1.)

Cas 3 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0.1$, $\Lambda_{3M}=0.1$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0.1$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 4 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0$. Tous les autres valeurs de Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 5 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=0$, avec les autres Λ_{NM} et Λ_N égaux à l'unité. Le cas B (§ 8.3.1.2.) se place entre le cas 4 et 5.

Cas 6 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1 \leq N \leq 9$ et $\forall M$; les raies et le continu relatifs aux "niveaux effectifs" N>9 ne sont pas réabsorbés.

Cas 7 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1 \leq N \leq 21$ et $\forall M$; $\Lambda_{NM}=1$, $\Lambda_N=1$ pour N>21 , M>22.

Cas 8 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ $(\forall N , \forall M)$, ce qui correspond à un plasma opaque dans toutes les transitions optiques possibles.

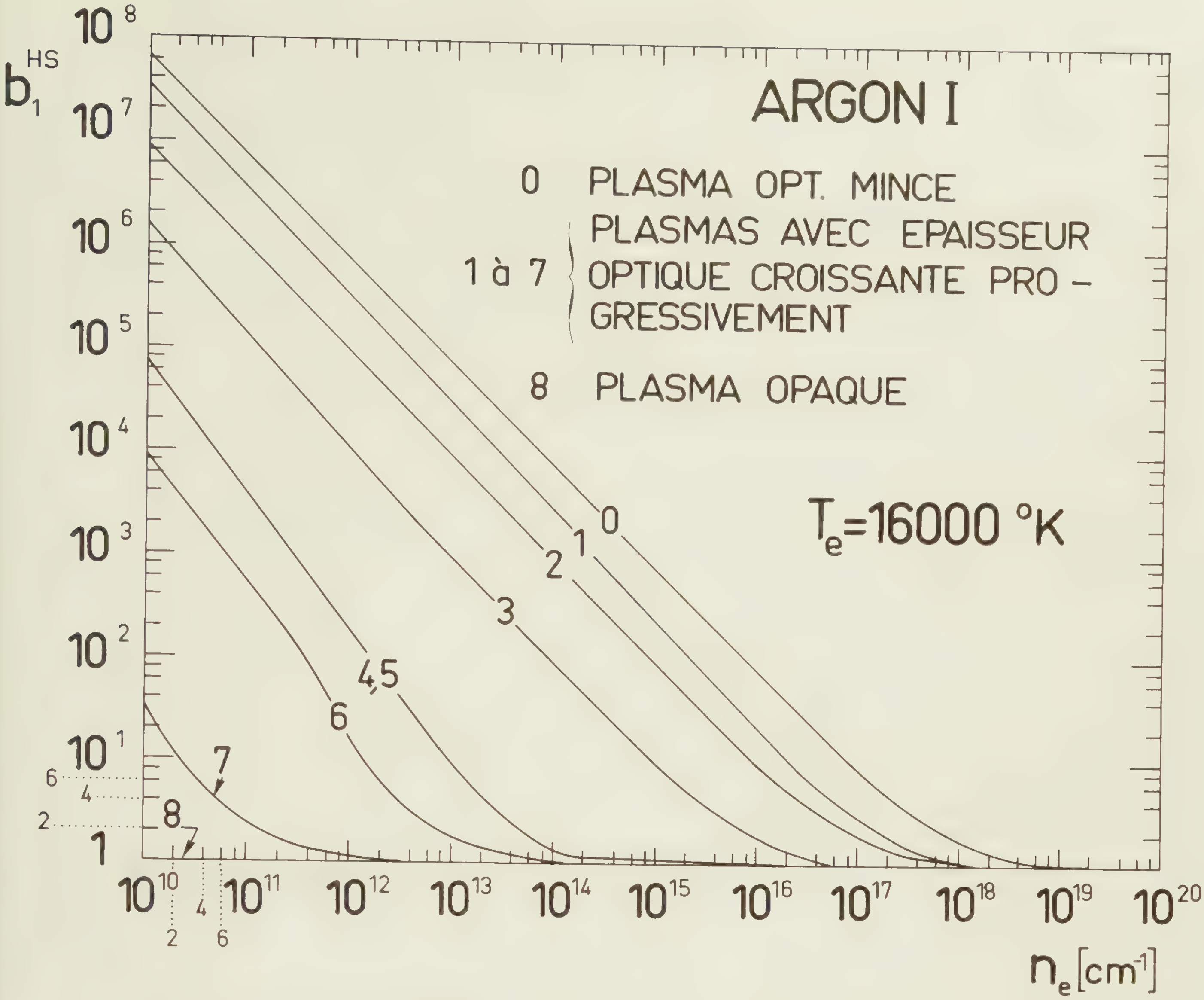


Fig. 54c : Valeurs de b_1^{HS} pour le niveau fondamental d'argon avec et sans absorption radiative.

Cas 1 : $\Lambda_{12}=0$ et $\Lambda_{13}=0$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1 (\forall N)$

Cas 2 : $\Lambda_{1M}=0$ $(\forall M)$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1$ $(\forall N)$. Ces conditions sont les mêmes que pour le cas A (§ 8.3.1.1.)

Cas 3 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0.1$, $\Lambda_{3M}=0.1$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0.1$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 4 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0$. Tous les autres valeurs de Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 5 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=0$, avec les autres Λ_{NM} et Λ_N égaux à l'unité. Le cas B (§ 8.3.1.2.) se place entre le cas 4 et 5.

Cas 6 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 9$ et $\forall M$; les raies et le continu relatifs aux "niveaux effectifs" N>9 ne sont pas réabsorbés.

Cas 7 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 21$ et $\forall M$; $\Lambda_{NM}=1$, $\Lambda_N=1$ pour N>21 , M>22.

Cas 8 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ $(\forall N , \forall M)$, ce qui correspond à un plasma opaque dans toutes les transitions optiques possibles.

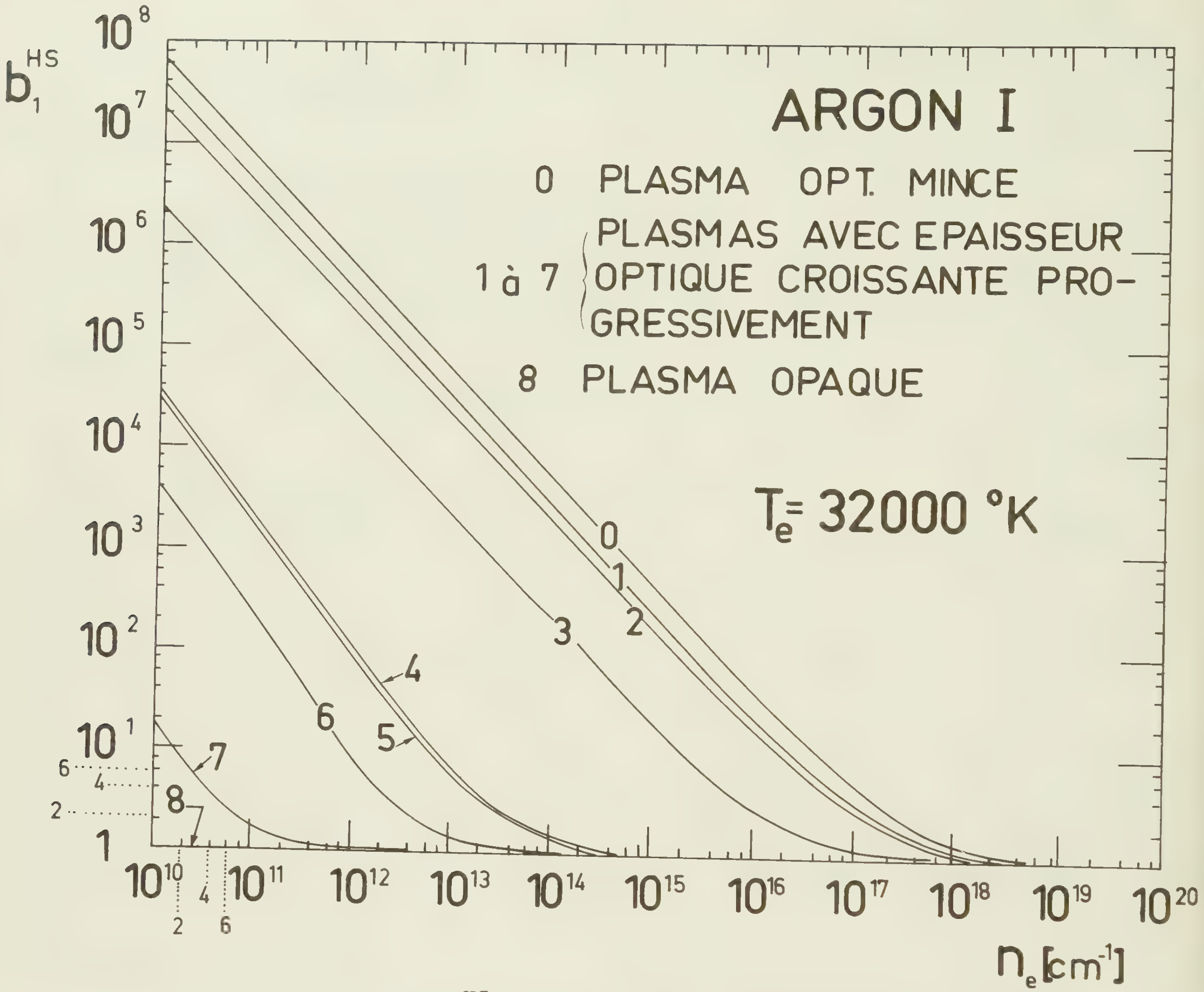


Fig. 54 d : Valeurs de b_1^{HS} pour le niveau fondamental d'argon avec et sans absorption radiative.

Cas 1 : $\Lambda_{12}=0$ et $\Lambda_{13}=0$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1\,(\forall N)$

Cas 2 : $\Lambda_{1M}=0$ $(\forall M)$; tous les autres $\Lambda_{NM}=1$ et $\Lambda_N=1$ $(\forall N)$. Ces conditions sont les mêmes que pour le cas A (§ 8.3.1.1.)

Cas 3 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0.1$, $\Lambda_{3M}=0.1$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0.1$. Tous les autres Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 4 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=0$. Tous les autres valeurs de Λ_{NM} et Λ_N sont égaux à l'unité.

Cas 5 : $\Lambda_{1M}=0$, $\Lambda_{2M}=0$, $\Lambda_{3M}=0$ $(\forall M)$; $\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=0$, avec les autres Λ_{NM} et Λ_N égaux à l'unité. Le cas B (§ 8.3.1.2.) se place entre le cas 4 et 5.

Cas 6 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 9$ et $\forall M$; les raies et le continu relatifs aux "niveaux effectifs" $N>9$ ne sont pas réabsorbés.

Cas 7 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ pour $1\leq N\leq 21$ et $\forall M$; $\Lambda_{NM}=1$, $\Lambda_N=1$ pour $N>21$, $M>22$.

Cas 8 : $\Lambda_{NM}=0$, $\Lambda_N=0$ $(\forall N , \forall M)$, ce qui correspond à un plasma opaque dans toutes les transitions optiques possibles.

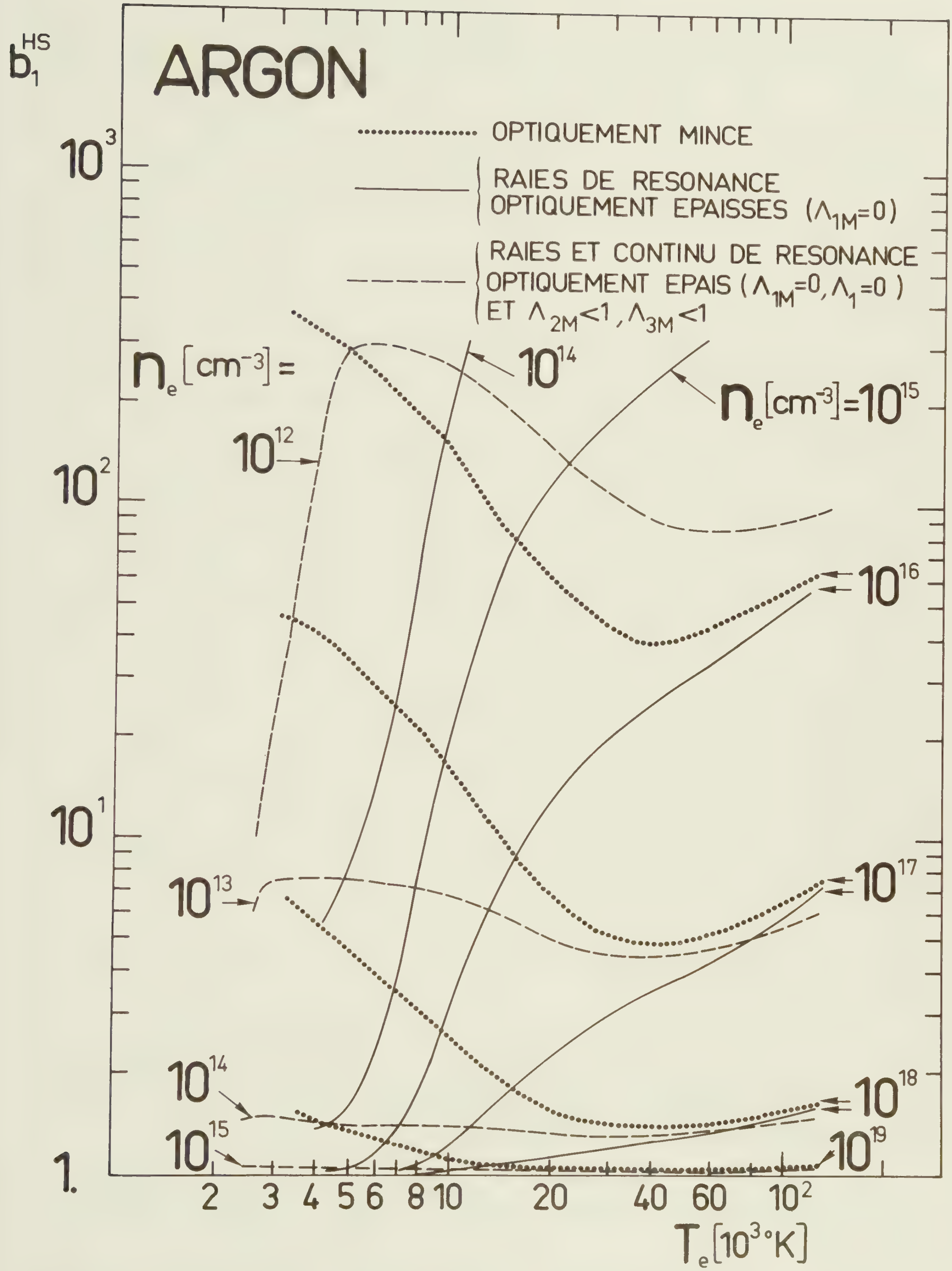


Fig. 55 : Comparaison des décréments de SAHA du niveau fondamental pour des plasmas d'ArI optiquement mince et optiquement épais (cas A. et B.).

On peut voir sur les Figs. 39, 48 et 51 que la réabsorption favorise l'ETL. En effet, les lignes droites avec pente 1/2 pour les Figs. 39 et 48 et -1 pour la Fig. 51 qui correspondent à l'ETL, se prolongent pour des densités électroniques d'autant plus petites que le plasma est plus absorbant. On voit aussi sur les Figs. 39 et 48 que pour les mêmes densités électroniques et des neutres non-excités, correspondent généralement des températures plus petites quand le plasma est optiquement épais. La Fig. 51 montre d'ailleurs que pour les mêmes températures et densités électroniques, l'ionisation est généralement plus grande dans ce cas.

Pour examiner l'influence de la réabsorption sur le mécanisme d'approche à l'ETL, nous avons construit la Fig. 55. On y voit la variation des décréments de SAHA correspondant à des plasmas optiquement mince et optiquement épais.

En ce qui concerne le cas A qui ne présente pas une réabsorption du continu, pour des densités électroniques suffisamment grandes ($n_e \gtrsim 10^{16} cm^{-3}$), quand la température électronique augmente, les valeurs de b_1^{HS} coïncident avec celles du plasma optiquement mince. Au contraire, pour des températures électroniques T<4000°K et à ces mêmes densités électroniques, les valeurs de b_1^{HS} du cas A deviennent proches de celles du cas B. Ces différences montrent l'importance de l'épaisseur optique sur l'établissement de l'ETL.

8.3.2. LES PLASMAS INHOMOGENES ET/OU TRANSITOIRES

Nous présentons les résultats obtenus par solution numérique du système des équations couplées pour les plasmas optiquement épais inhomogènes et/ou transitoires. Les atomes n'étant supposés qu'une fois ionisés, les Eqs. (7.37) sont toujours utiles pour une généralisation dans le cas de la formation d'atomes deux, trois, etc.. fois ionisés.

8.3.2.1. LES COEFFICIENTS GLOBAUX COLLISIONNELS-RADIATIFS D'IONISATION S ET DE RECOMBINAISON α

La variation de S en fonction de la densité électronique pour différentes températures électroniques est représentée sur la Fig. 56. L'aspect général des courbes relatives aux deux cas choisis est analogue à celui des courbes données pour le cas optiquement mince. On observe que :

—— A. Le comportement asymptotique des trois cas présentés est le même. Pour des densités électroniques $n_e < 10^9 cm^{-3}$ et $n_e > 10^{18} cm^{-3}$ les courbes deviennent parallèles.

—— B. L'épaisseur optique du plasma n'influence pas beaucoup S pour les grandes températures électroniques (T≳32000°K).

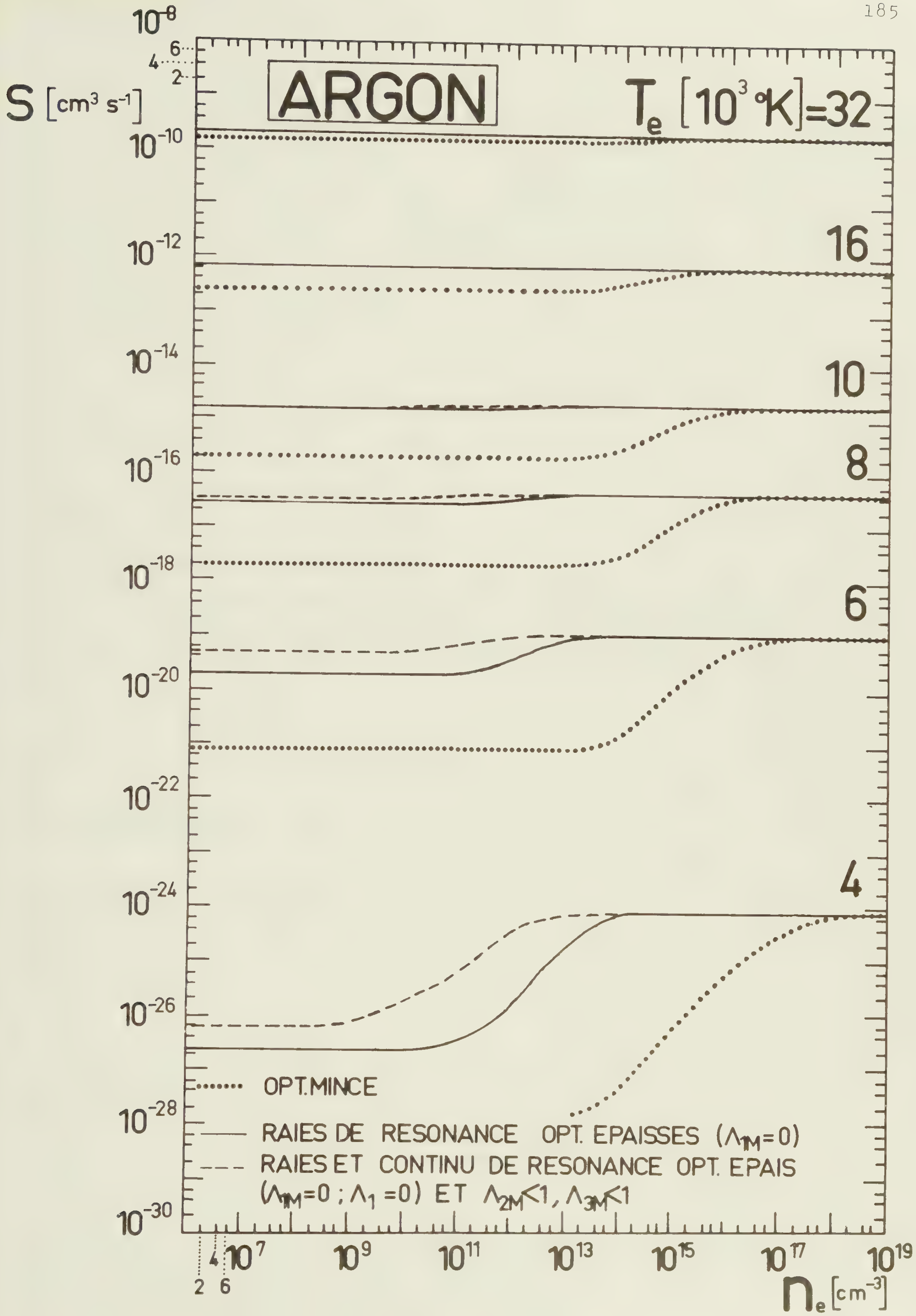


Fig.56 : Variation du coefficient C-R global d'ionisation en fonction de la densité électronique pour des plasmas optiquement mince ou épais.

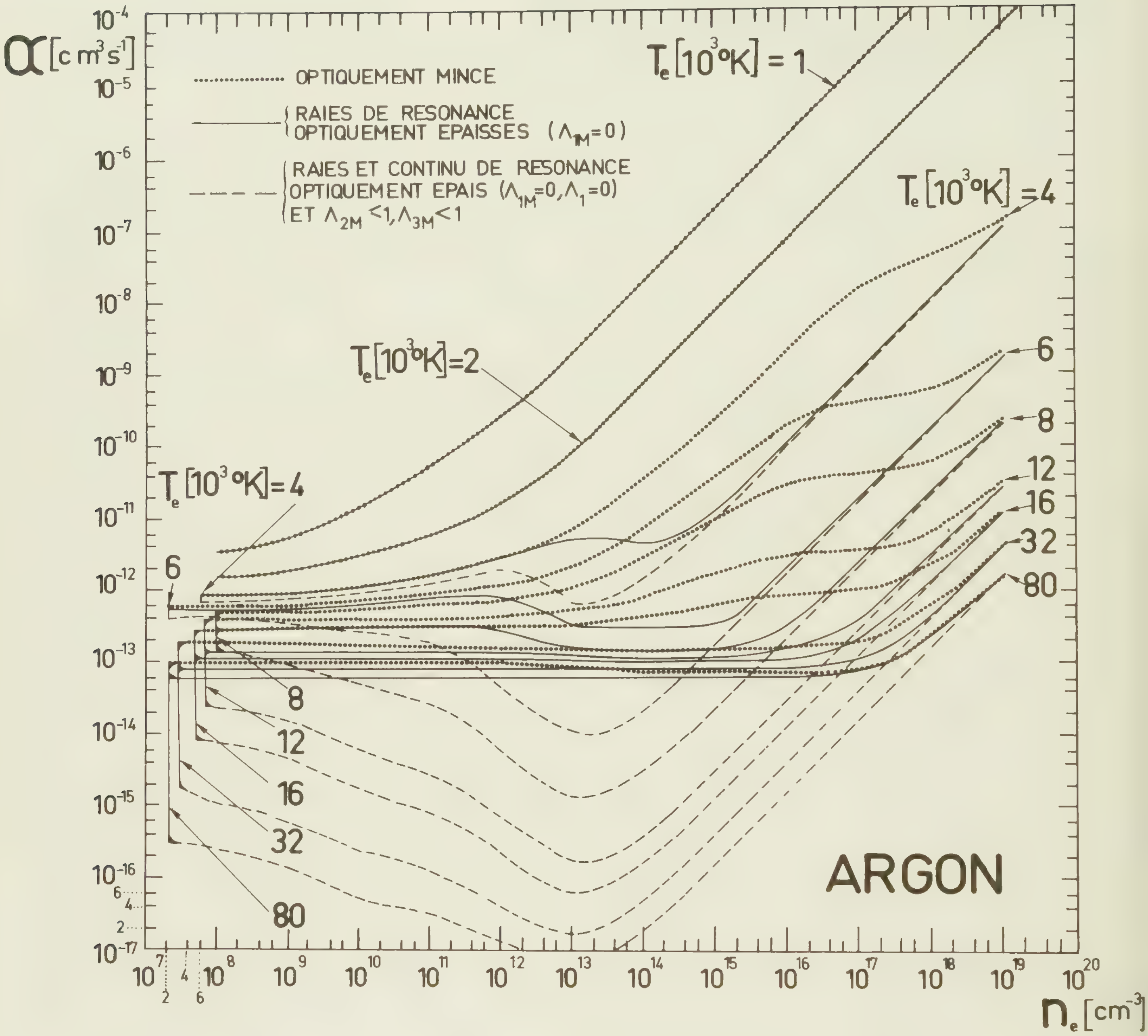


Fig. 57 : Variation du coefficient C-R global de recombinaison en fonction de la densité électronique pour des plasmas optiquement minces et optiquement épais.

—— C. La variation de S en fonction de la densité électronique est d'autant plus faible que le plasma devient plus épais optiquement. Ceci peut également être observé à partir des Eqs. (2.37) et (2.57) : l'introduction, comme facteurs multiplicatifs des probabilités de transition, de coefficients d'échappement compris entre 0 et 1, augmente le coefficient global d'ionisation.

La variation du coefficient global de recombinaison α en fonction de la densité électronique n_e pour différentes valeurs de la température électronique est donnée sur la Fig. 57. On voit que :

—— A. Ici encore le comportement asymptotique est le même que celui d'un plasma optiquement mince. Les valeurs limites sont communes pour de grandes densités électroniques, à l'inverse de ce qui se passe pour des densités électroniques petites. En effet, dans le premier cas c'est la recombinaison à trois corps qui donne la contribution essentielle et elle est invariante, tandis que pour le second cas, se sont les probabilités de transition, multipliées par des facteurs d'échappement plus petits que l'unité.

—— B. L'influence de la réabsorption sur le coefficient global de recombinaison augmente avec la température électronique. Pour $T \leq 2000°K$ le changement devient même nul.

—— C. L'influence des paramètres radiatifs intervient dans une gamme de densités électroniques plus petites que pour le plasma optiquement mince ($10^{11} cm^{-3} < n_e < 10^{15} cm^{-3}$). On voit que d'une façon générale la réabsorption favorise l'ionisation globale et diminue la recombinaison globale du plasma.

8.3.2.2. LES COEFFICIENTS $r_N^{(o)}$ ET $r_N^{(1)}$

Pour évaluer les densités de population des niveaux excités d'un plasma optiquement épais inhomogène et/ou transitoire dont la densité du niveau fondamental est connue (§ 7.3.2.2.) il nous faut calculer les coefficients $r_N^{(o)}$, $r_N^{(1)}$.

Les Figs 58a à 58h montrent les valeurs de $r_N^{(o)}$ obtenues pour deux cas de plasmas optiquement épais à des températures électroniques de 8000°K et 16000°K. Les valeurs relatives à $j_c' = 1/2$ et $j_c = 3/2$ sont données sur des figures séparées. On observe que :

—— A. La structure en "dents de scie" (voir § 7.3.2.2.) disparait presque avec l'augmentation de l'épaisseur optique. En effet, nous avons attribué cette structure aux valeurs des probabilités de transition qui, pour des plasmas optiquement épais jouent un rôle de plus en plus secondaire.

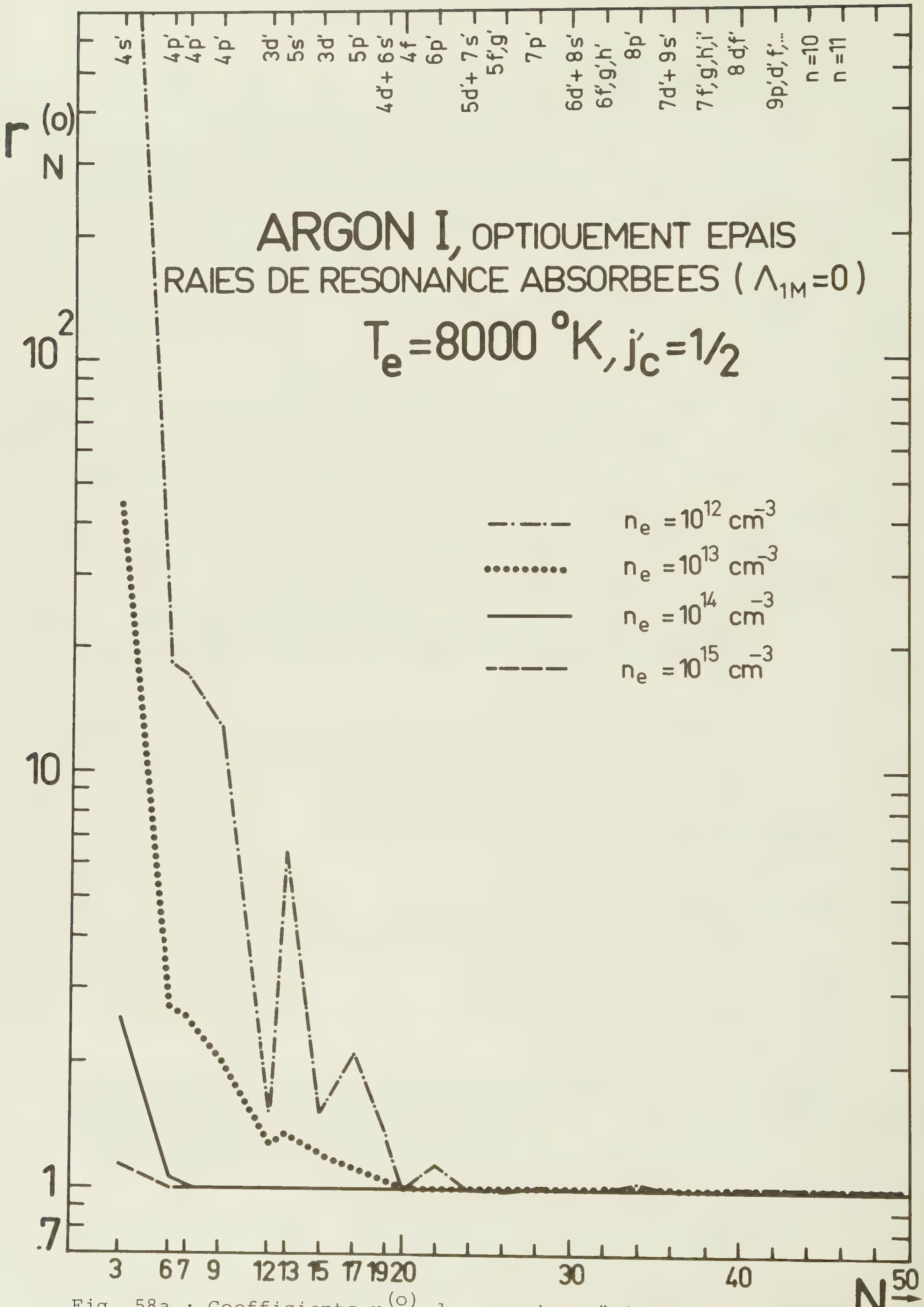


Fig. 58a : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système j'_c = 1/2 en fonction de n_e, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

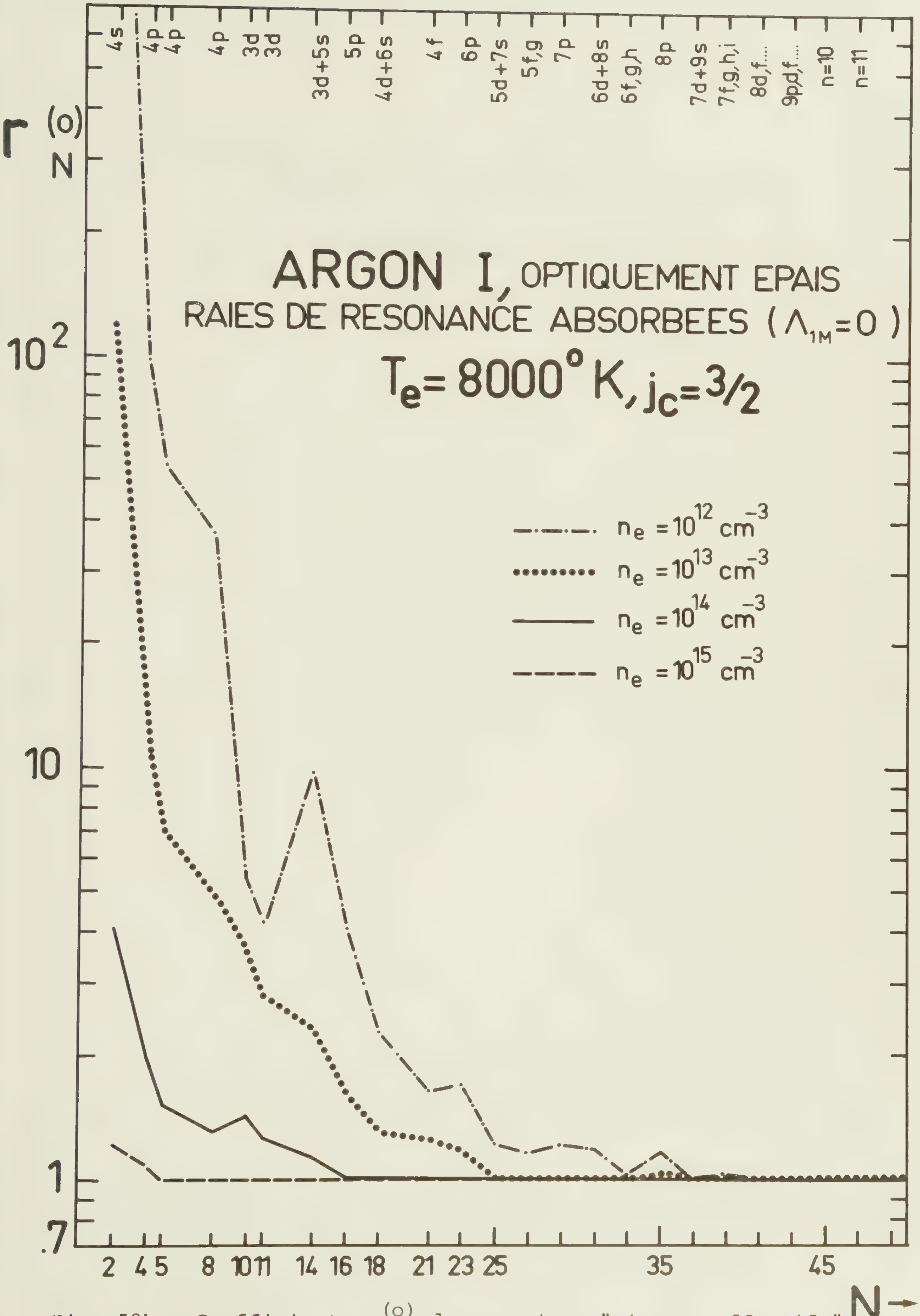


Fig. 58b : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système j_c = 3/2 en fonction de ne, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

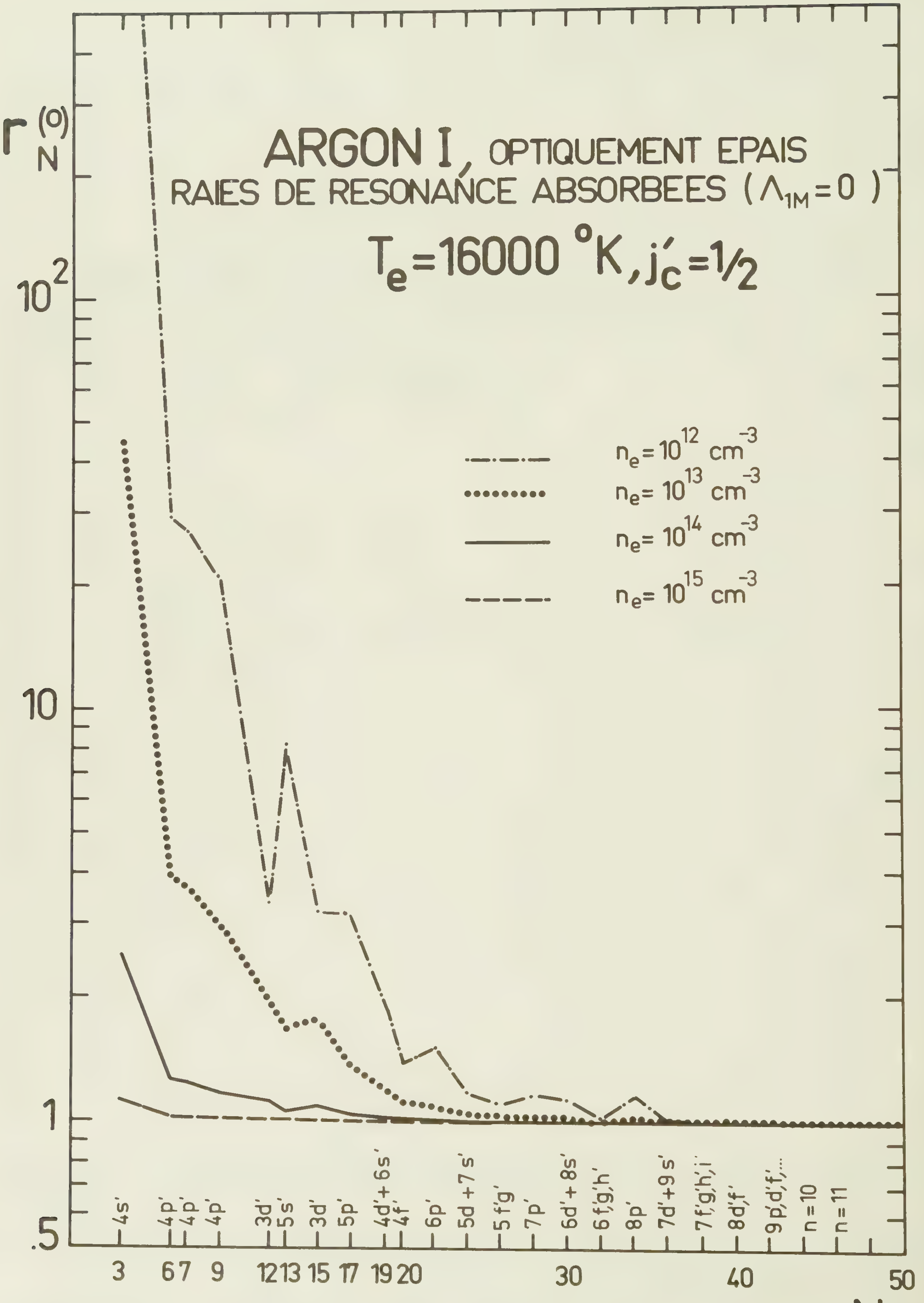


Fig. 58c : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j'_c = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000°K$. Le plasma est supposé optiquement épais.

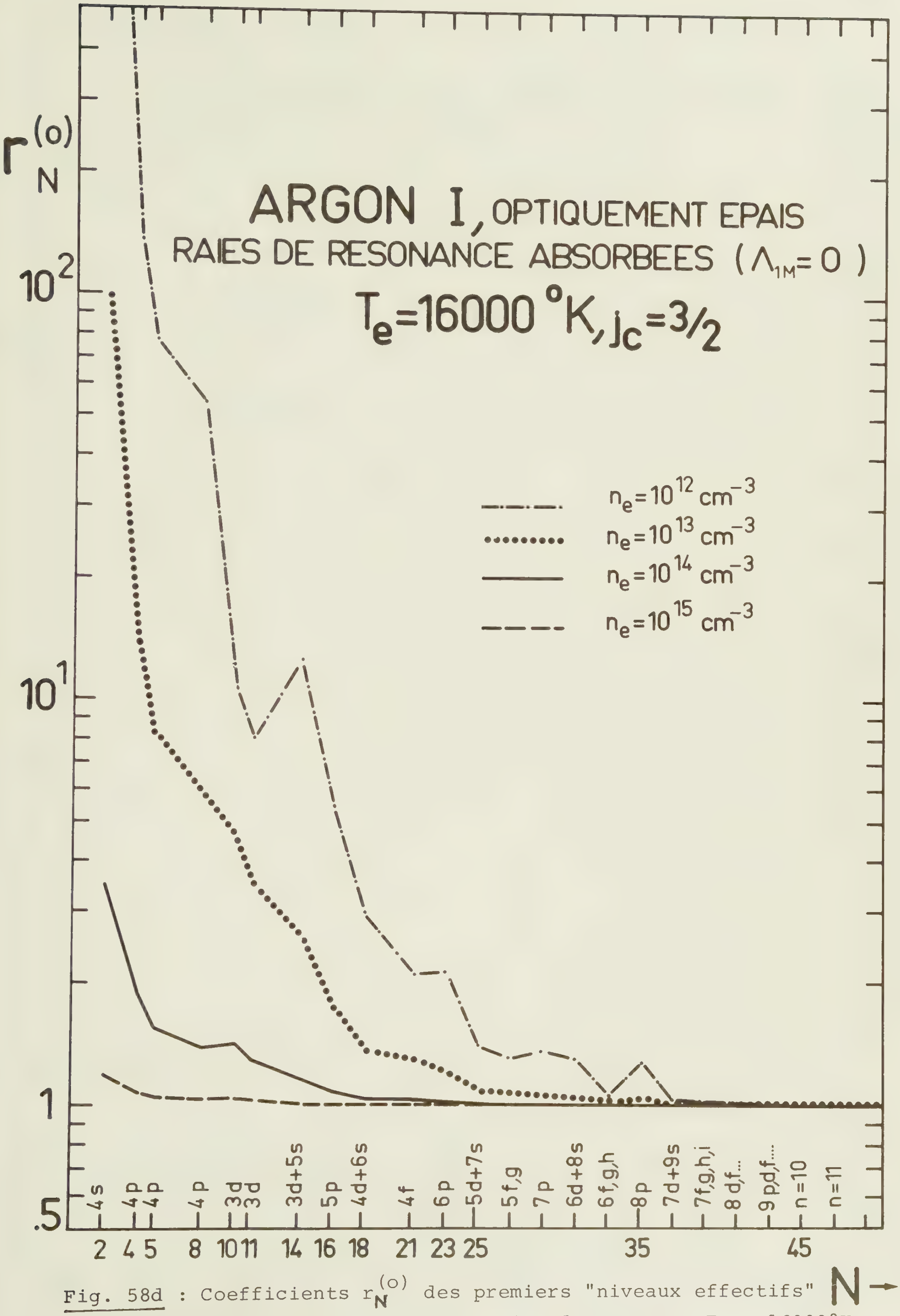


Fig. 58d : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000°K$. Le plasma est supposé optiquement épais.

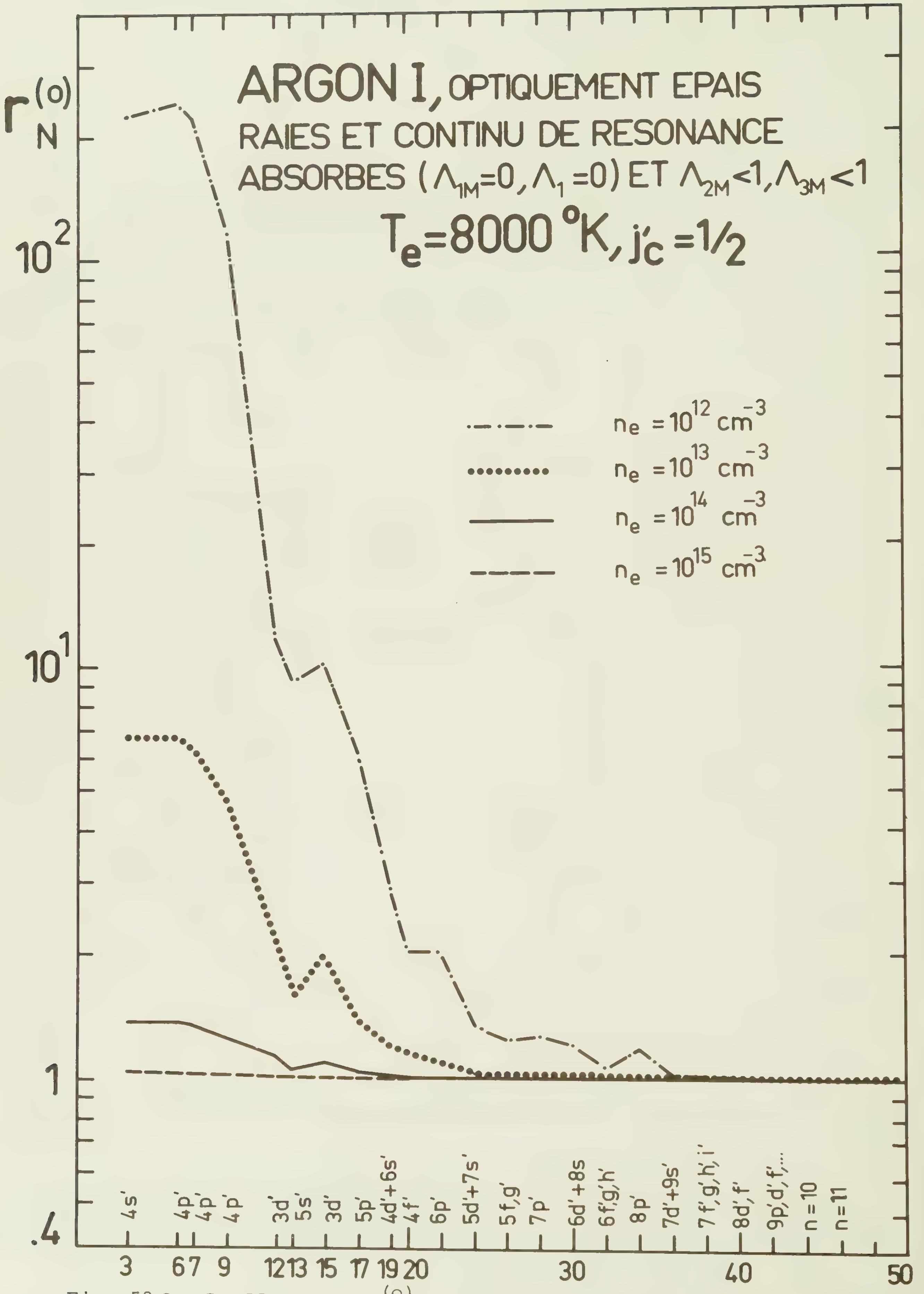


Fig. 58 e : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 50) du système j'_c = 1/2 en fonction de n_e, pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

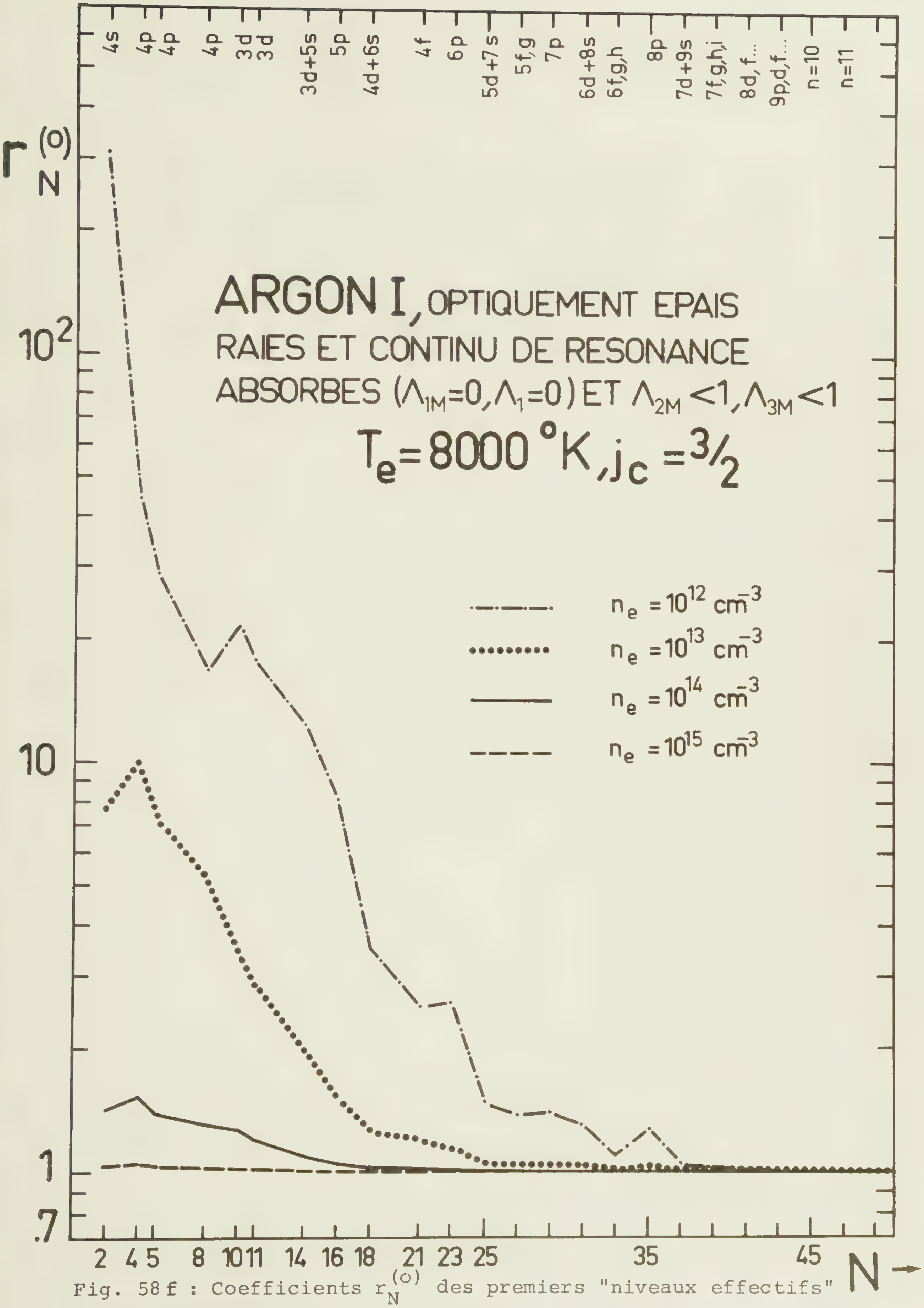


Fig. 58 f : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c = 3/2$ en fonction de ne, pour $T_e = 8000°K$. Le plasma est supposé optiquement épais.

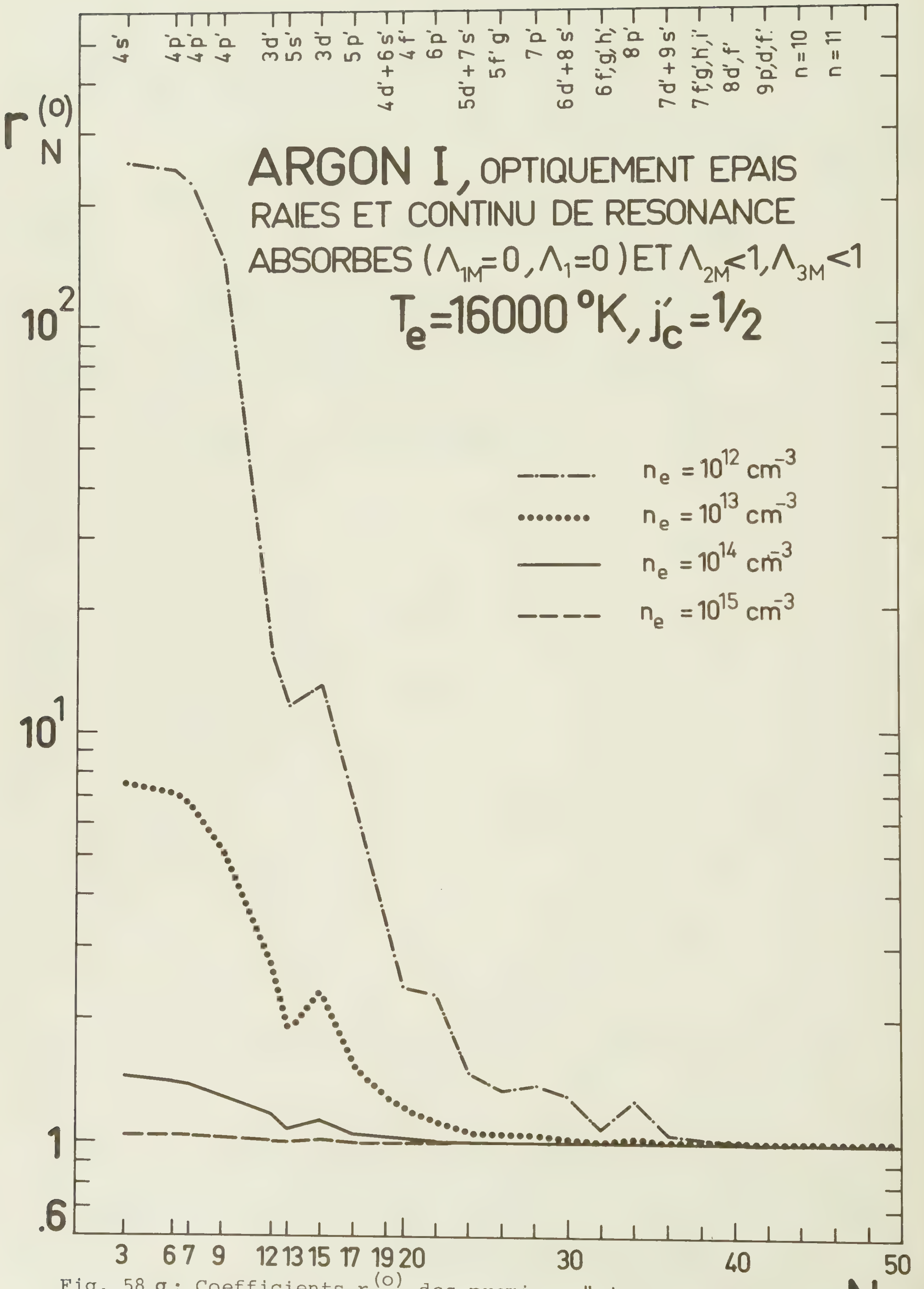


Fig. 58 g : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000°K$. Le plasma est supposé optiquement épais.

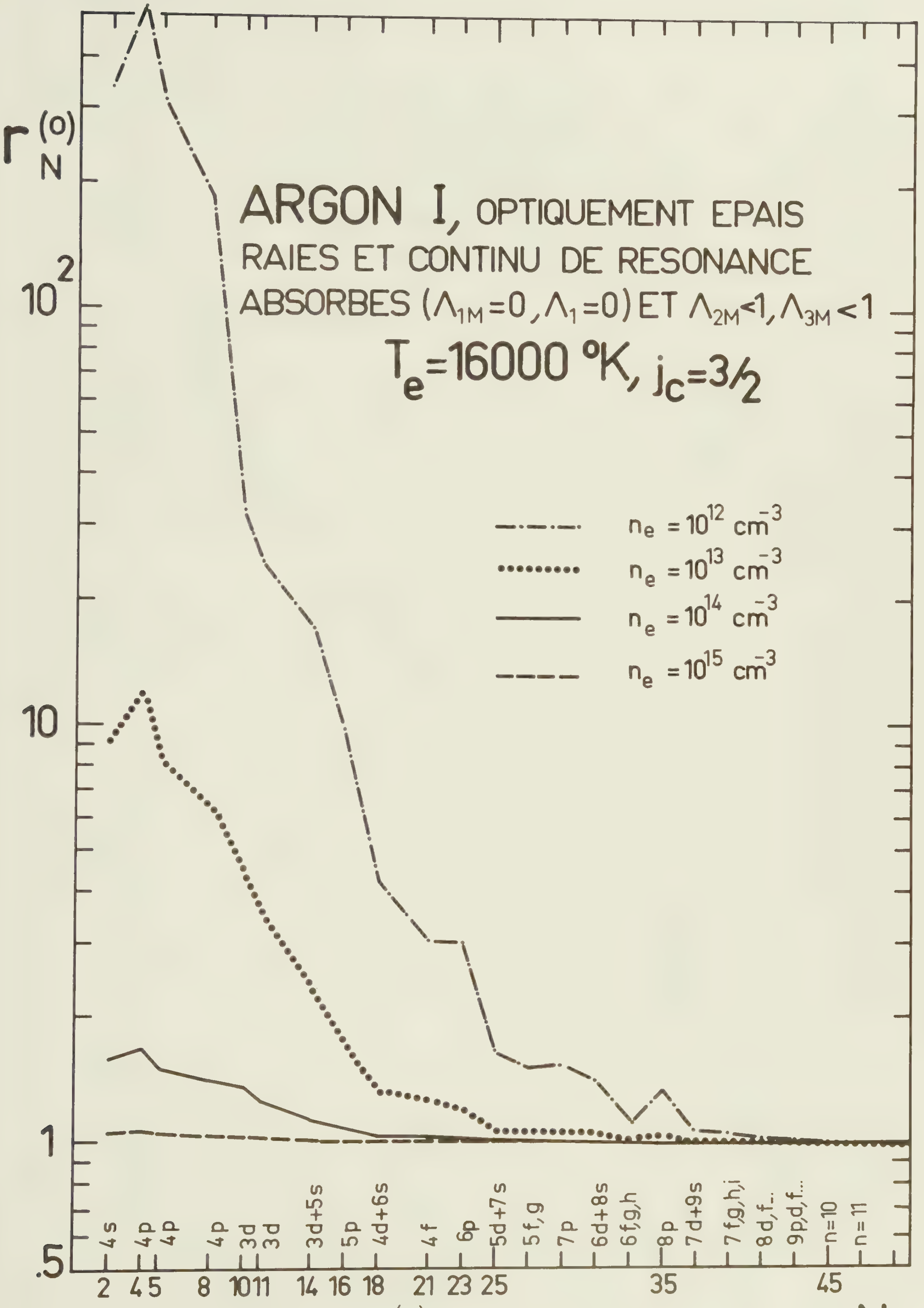


Fig. 58 h : Coefficients $r_N^{(o)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 50$) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000$°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

Fig. 8.

——— B. Les valeurs de $r_N^{(o)}$ sont plus proches de 1 pour les plasmas absorbants et diminuent quand la densité électronique augmente. En effet dans les deux cas de réabsorption considérés, le plasma approche l'ETL. Puisque :

$$b_N = r_N^{(o)} + r_N^{(1)} b_1 \qquad \left(\text{avec} \quad b_N \equiv \frac{n_N}{n_N^*} \; , \; b_1 \equiv \frac{n_1}{n_1^*}\right) \qquad (15)$$

la partie principale $r_N^{(o)}$ du deuxième membre doit être voisine de l'unité.

——— C. Pour tous les cas représentés on a $r_N^{(o)} \geq 1$. D'après l'Eq. (15) on en tire la conclusion qu'il n'y a que des niveaux surpeuplés, contrairement au cas des plasmas optiquement minces de mêmes température et densité électroniques. En effet, l'absorption diminue l'influence de la désexcitation spontanée et comme les densités électroniques sont suffisamment élevées ($n_e \geq 10^{12} cm^{-3}$ pour tous les cas représentés) il n'y a que des niveaux surpeuplés ou en équilibre relativement au continu des électrons libres.

Les valeurs correspondant aux coefficients $r_N^{(1)}$ sont données sur les Figs. 59a à 59h. Nous n'avons présenté les résultats que pour $N \leq 42$ puisque pour $N > 42$ les courbes suivent la forme générale des Figs. 47. En général, les courbes sont assez régulières. On observe que :

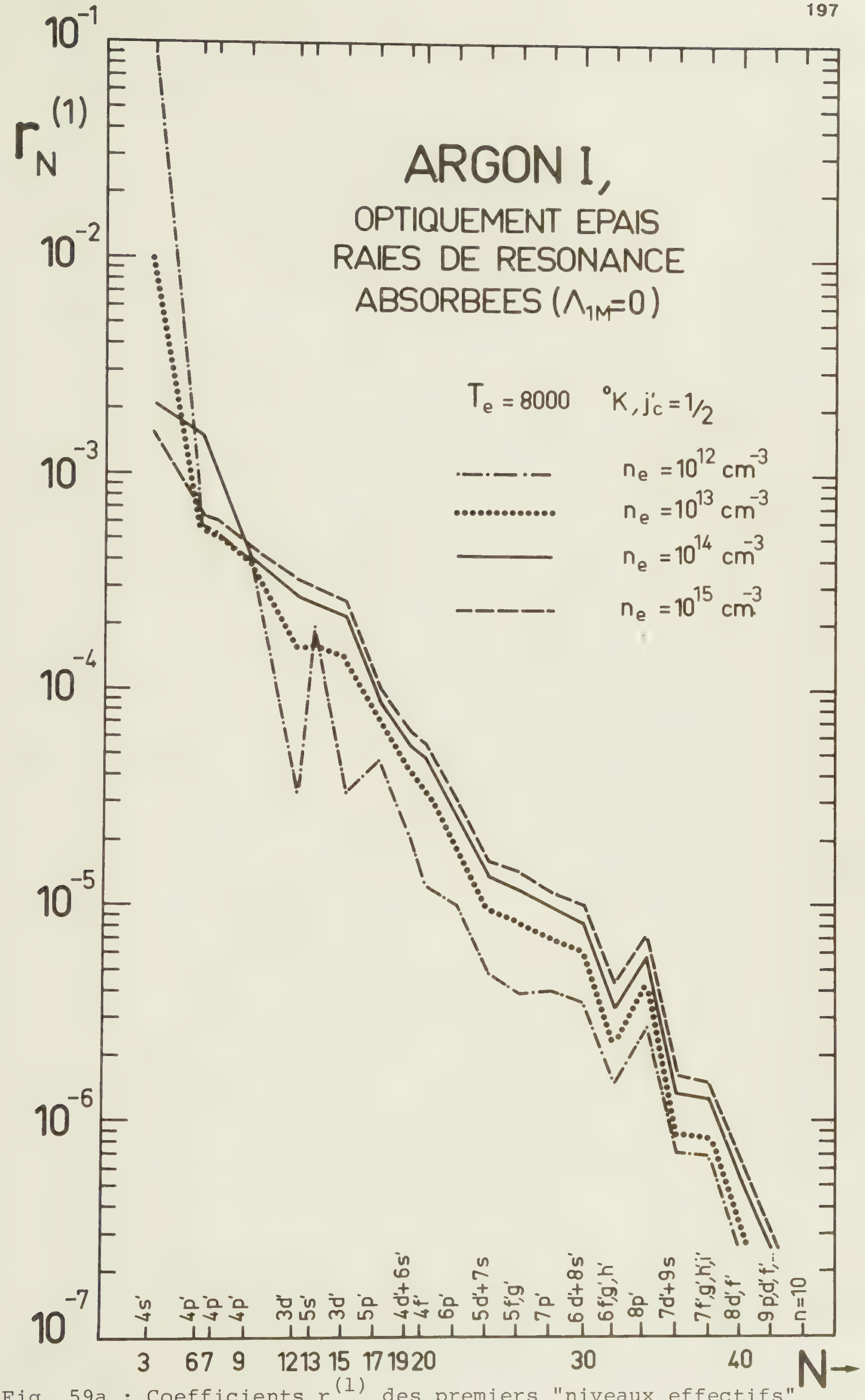
——— A. Les valeurs correspondant aux densités électroniques élevées sont voisines de celles du plasma optiquement mince. Ce résultat est physiquement plausible puisque ces régions sont caractérisées par les processus collisionnels.

——— B. Avec l'augmentation de la densité électronique et de la réabsorption on arrive vite à une valeur limite pour chaque N. C'est ainsi qu'un grand nombre de courbes se confondent.

——— C. Les valeurs de $r_N^{(1)}$ diminuent vite quand N augmente. Ceci montre [Eq. (15)] que l'écart à l'équilibre de la densité des atomes neutres non excités a peu d'influence sur les niveaux les plus élevés.

8.3.2.3. LES DENSITES DE POPULATION DES NIVEAUX EXCITES

L'Eq. (15) permet le calcul des densités de population des "niveaux effectifs" excités à partir de la densité du niveau fondamental et avec les valeurs calculées de $r_N^{(o)}$, $r_N^{(1)}$. Les Eqs. (3.11) permettent alors l'évaluation des densités de population des niveaux réels.



<u>Fig. 59a</u> : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N <44) du système $j'_c = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 8000$°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

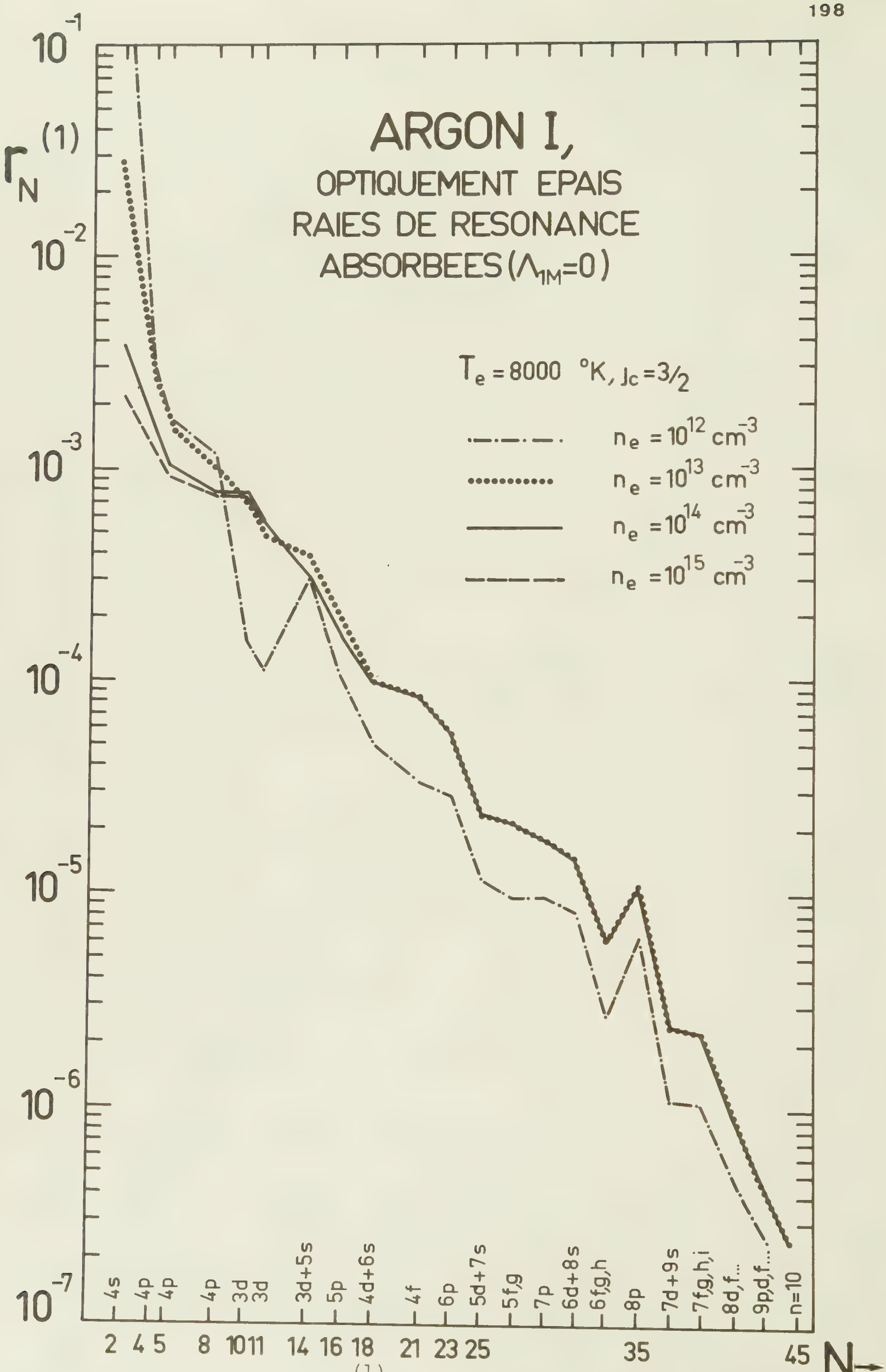


Fig. 59b : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 46) du système jc = 3/2 en fonction de n_e , pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

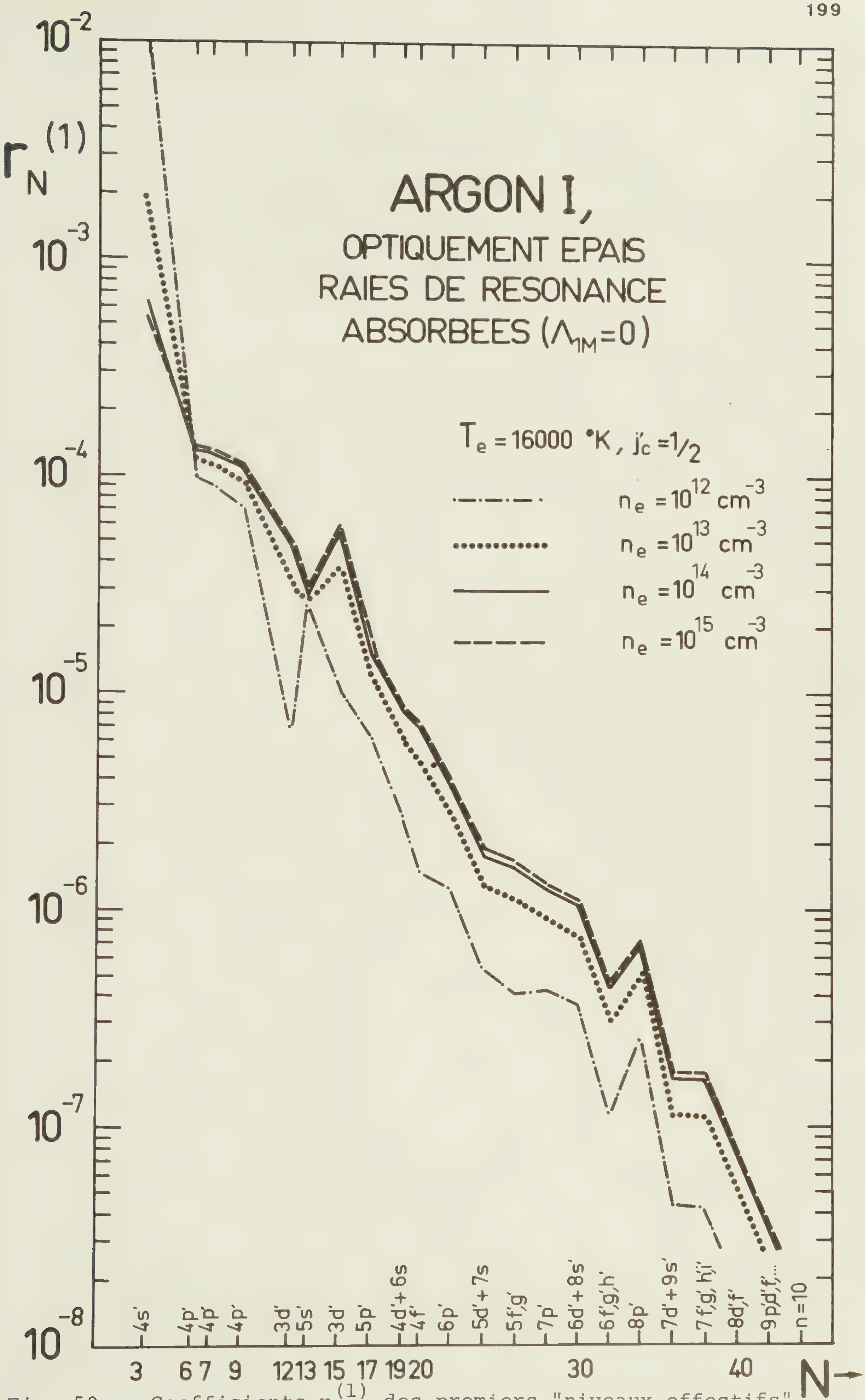


Fig. 59c : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 44$) du système $j'_c = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000$°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

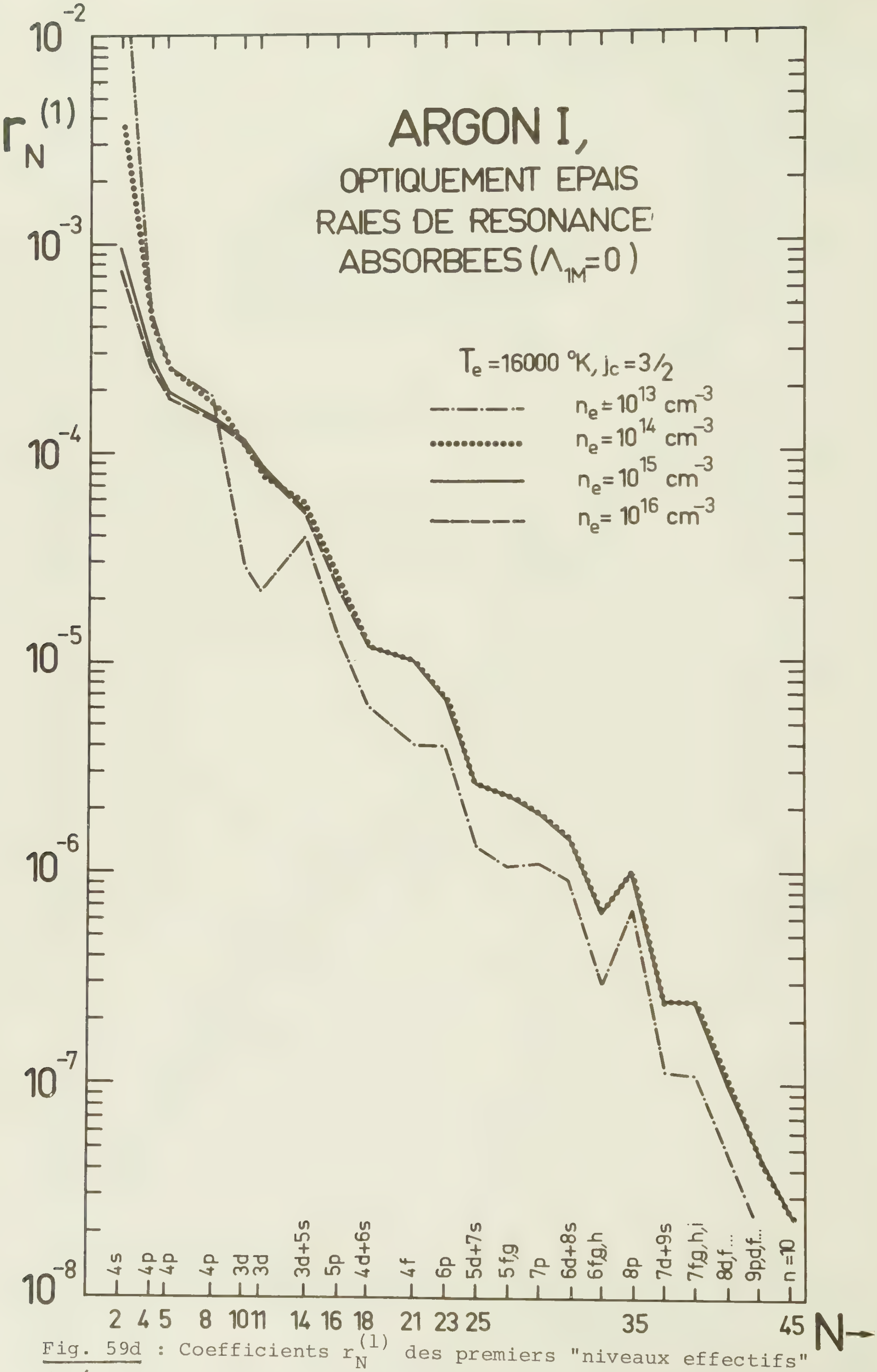


Fig. 59d : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 46) du système j_c = 3/2 en fonction de n_e, pour T_e = 16000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

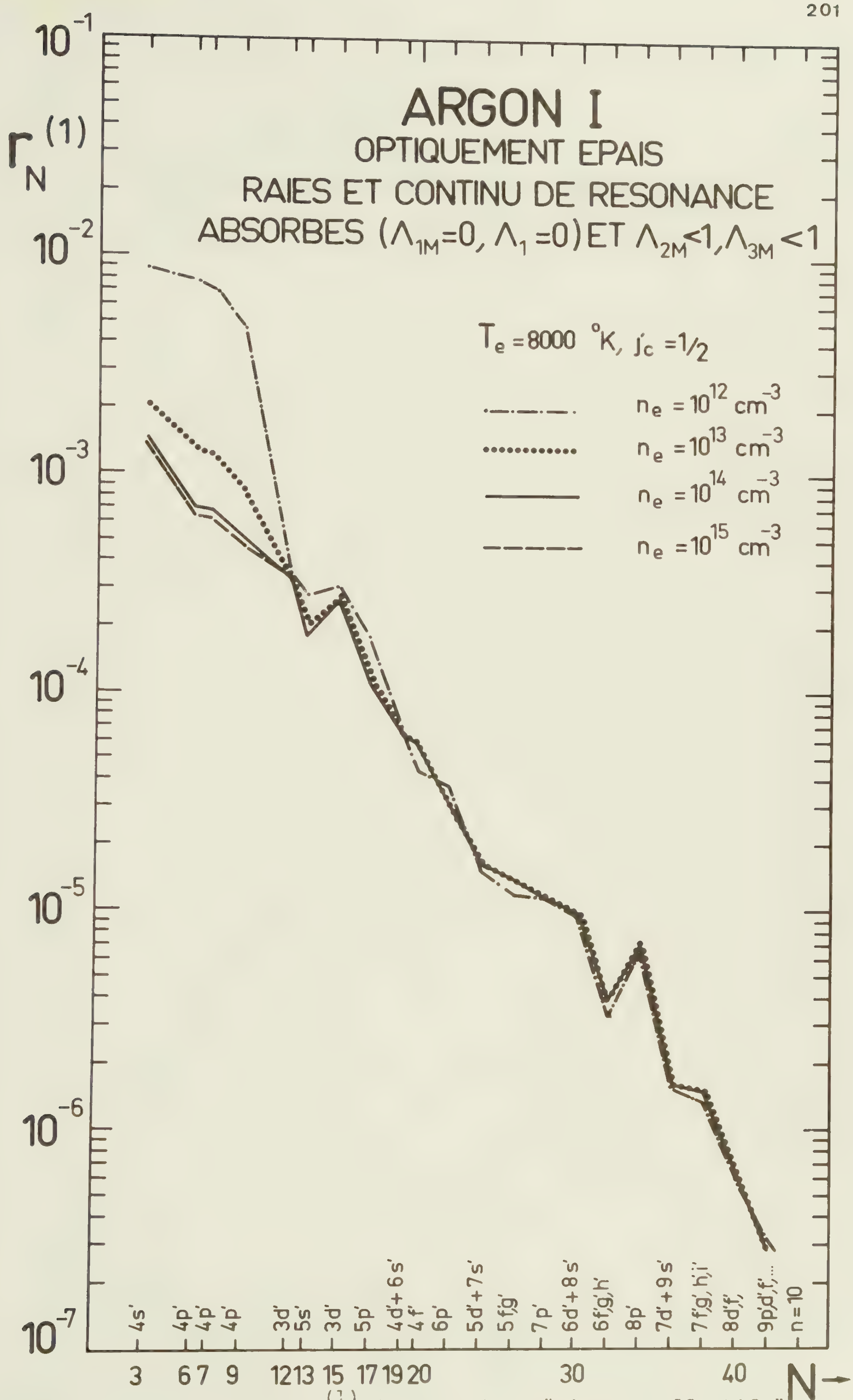


Fig. 59e : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" ($N < 44$) du système $j_c' = 1/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 8000$°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

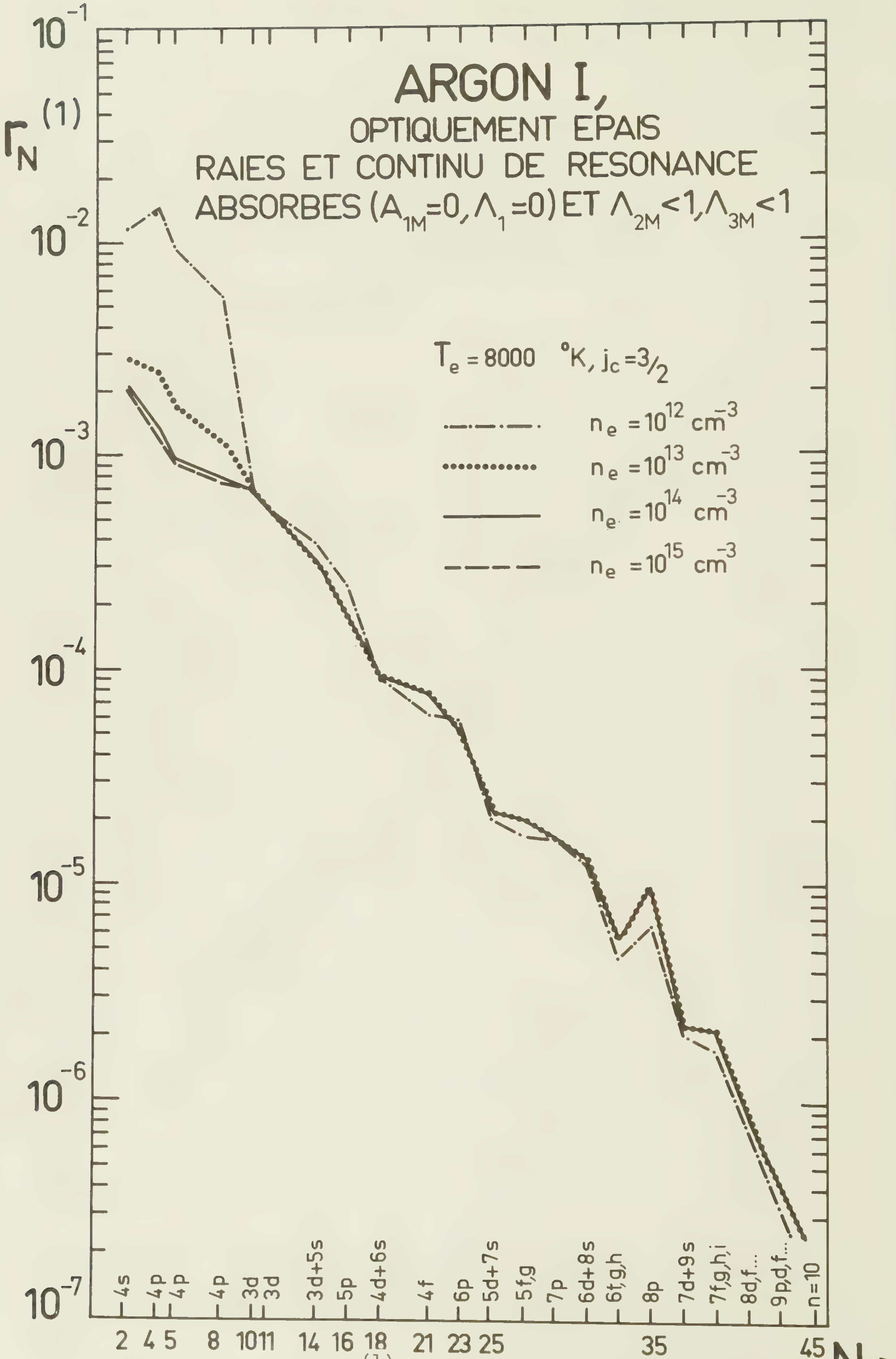


Fig. 59f : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 46) du système jc = 3/2 en fonction de n_e , pour T_e = 8000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

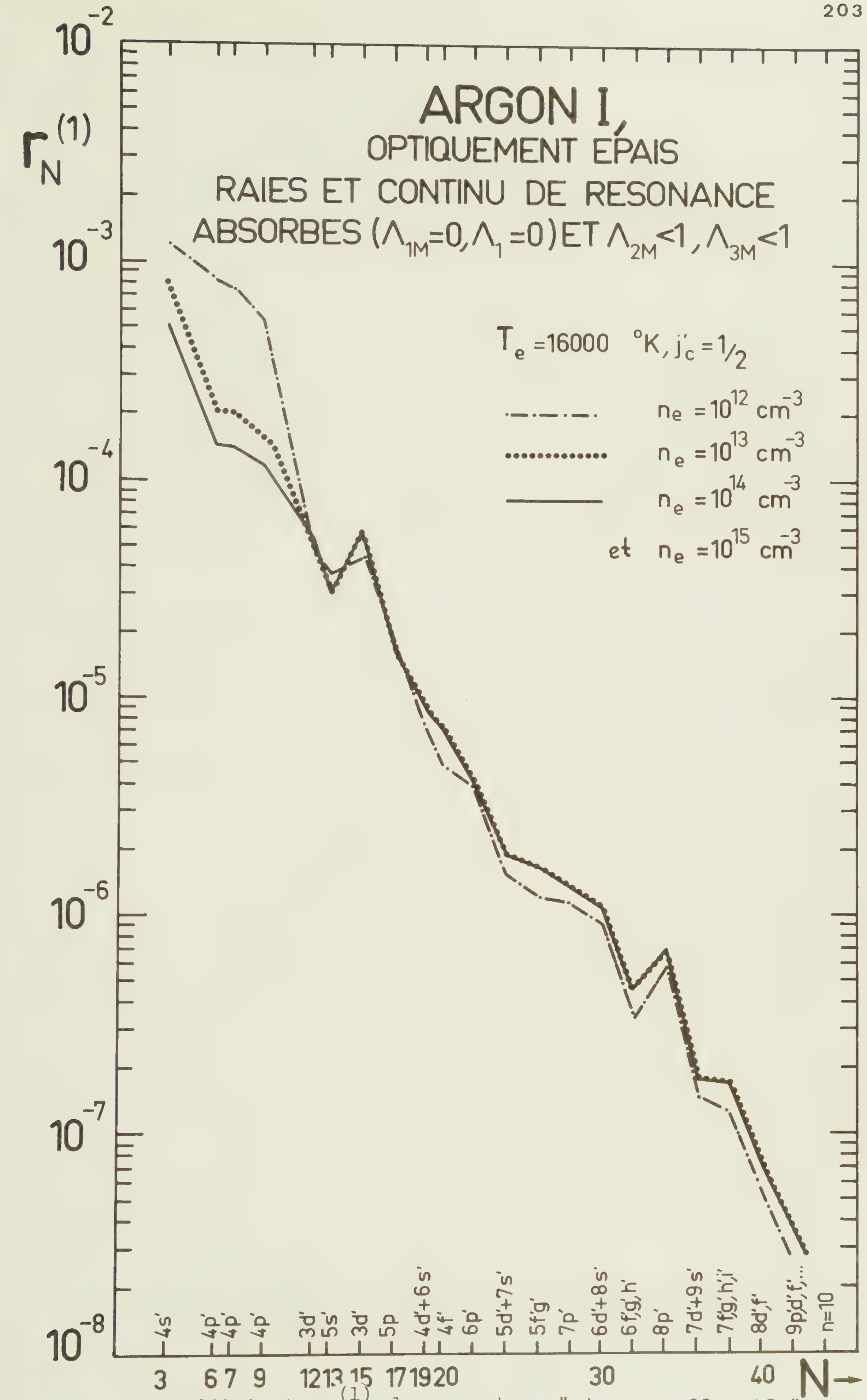


Fig. 59g : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 44) du système j'_c = 1/2 en fonction de n_e, pour T_e = 16000°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

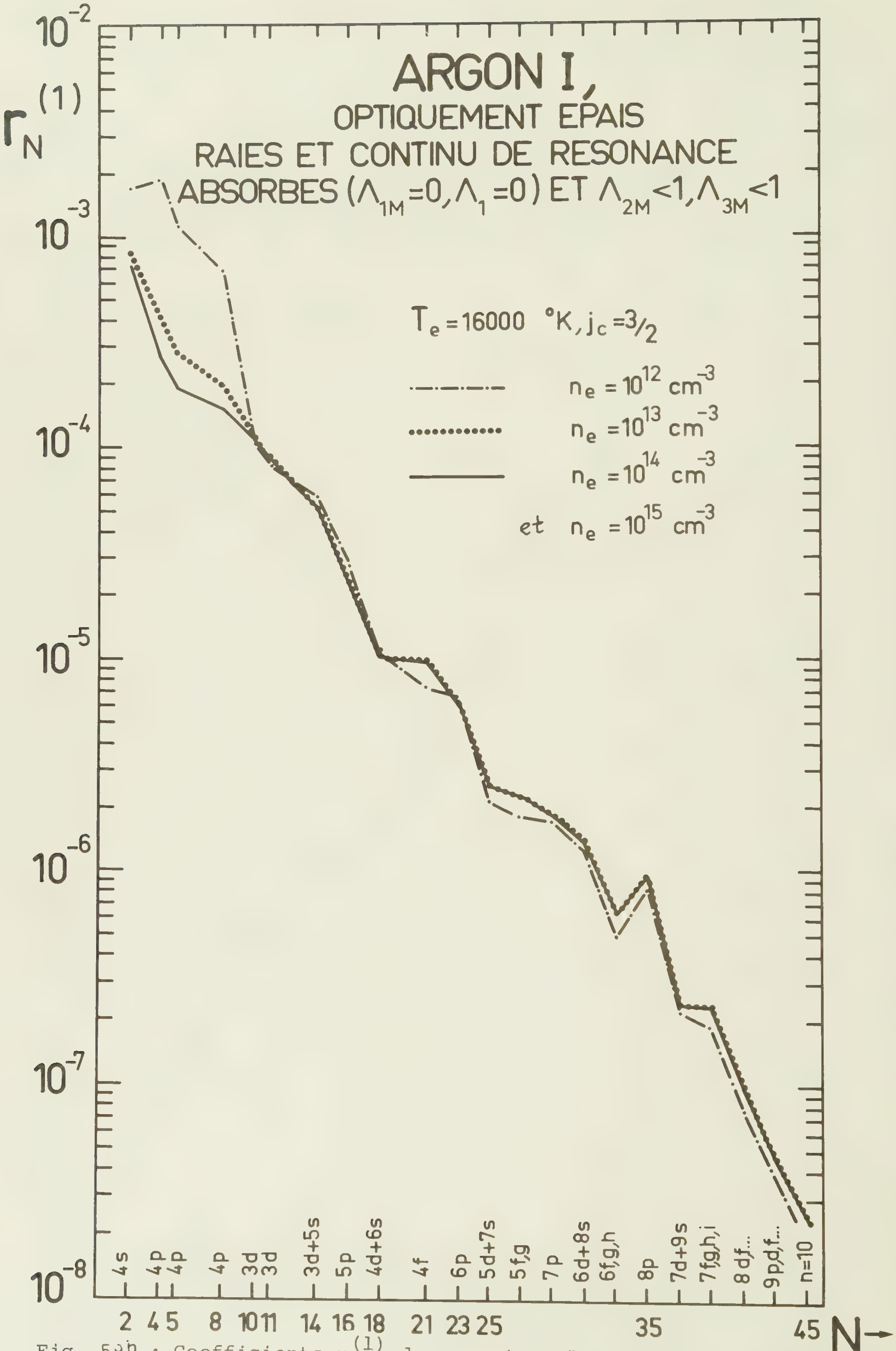


Fig. 59h : Coefficients $r_N^{(1)}$ des premiers "niveaux effectifs" (N < 46) du système $j_c = 3/2$ en fonction de n_e, pour $T_e = 16000$°K. Le plasma est supposé optiquement épais.

9. DISCUSSION

Dans ce chapitre, nous discutons d'abord les gammes de températures et de densités électroniques dans lesquelles nos calculs peuvent s'appliquer. Dans certains cas particuliers, l'état du plasma permet l'application de nos calculs même au delà des valeurs limites.

Nous comparons ensuite nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux d'autres chercheurs. L'application des résultats que nous avons obtenus pour des plasmas optiquement minces montre qu'en général les plasmas ne peuvent pas être supposés non réabsorbants. Pour les plasmas optiquement épais, la réabsorption a lieu le plus souvent dans les raies de résonance (BOURASSEAU *et al.* 1970, FUJIMOTO 1972, DRAWIN et EMARD 1973). Nous donnons donc des applications de nos calculs pour le cas A (§ 8.3.1.1.). Nous avons également effectué des comparaisons avec des plasmas optiquement plus épais.

9.1. LIMITE DE VALIDITE DE NOS CALCULS

Les hypothèses simplificatrices du § 2.5. appliquées aux "niveaux effectifs" du modèle atomique d'argon donnent :

$$\left.\begin{aligned} \partial n_N/\partial t &\simeq 0 \qquad (1a)\\ \bar{\nabla}.(n_N\langle\vec{v}_N\rangle) &\simeq 0 \qquad (1b)\end{aligned}\right\} \quad \text{pour } N > 1$$

——— A. Dans le cas où la variation temporelle du plasma est très rapide, un certain nombre de "niveaux effectifs" N>1 ne satisfont plus la condition (1a) et les calculs correspondants ne sont pas applicables (LIMBAUGH et MASON 1971, CACCIATORE *et al.* 1976).

——— B. Dans le cas où le plasma est extrêmement inhomogène les particules diffusent si vite que la condition (1b) n'est plus satisfaite pour un certain nombre de "niveaux effectifs" N>1.

Nous avons effectué des calculs pour des températures électroniques T entre 10^3°K et 10^6°K, des densités électroniques n_e entre $10^6\,cm^{-3}$ et $10^{21}\,cm^{-3}$ et pour des plasmas dont l'épaisseur optique varie de zéro ($\Lambda_{MN}=1$, $\Lambda_N=1$) à l'infini ($\Lambda_{MN}=0$, $\Lambda_N=0$). T, n_e et Λ_{MN} , Λ_N sont les principaux paramètres délimitant la validité de nos calculs.

En ce qui concerne la température électronique, quand on dépasse 25000°K, le

fait de négliger les atomes plusieurs fois ionisés (ArIII e.t.c.) peut jouer un rôle important sur les résultats obtenus. Pour des températures plus élevées, les transitions libre-libre (négligées dans notre modèle C-R) et les valeurs exactes du facteur de GAUNT influencent aussi considérablement les résultats. Les effets relativistes peuvent être négligés puisqu'ils deviennent importants seulement pour de plus grandes températures.

A l'opposé, nous considérons que nos calculs ne sont pas valables en général pour T<6000°K. L'effet principal de la décroissance de la température est un écart de la distribution des vitesses à la distribution maxwellienne pour les grandes énergies cinétiques. PEYRAUD (1969) et WINKLER et WILHELM (1971) ont étudié, à l'aide d'un modèle à cinq niveaux, l'influence de cet écart pour un plasma d'hydrogène optiquement épais, sous l'action d'un champ électrique extérieur. En résolvant numériquement un modèle collisionnel-radiatif "à deux niveaux" (niveau fondamental et fond continu) pour un plasma optiquement mince sans champ électrique extérieur, avec une distribution des vitesses électroniques auto-cohérente, OXENIUS (1970b) a montré que, pour des températures inférieures à 10000°K, le degré d'ionisation diminue lorsque la distribution des vitesses s'écarte de la maxwellienne. A ces températures, le rôle des collisions entre atomes neutres et le transfert radiatif sont plus importants. On observe aussi que (OXENIUS 1970a) :

——— A. La fonction de distribution est principalement influencée par les transitions de résonance puisque la densité de population du niveau fondamental est généralement beaucoup plus grande que celle des niveaux excités.

——— B. L'écart à la maxwellienne augmente quand la température électronique devient plus petite.

Pour des plasmas optiquement épais (cas de l'hydrogène), OXENIUS (1973) a utilisé un modèle composé de deux niveaux liés et du fond continu et il a résolu simultanément l'équation de transfert radiatif. La seule raie optiquement épaisse est Lyα. La solution numérique de ce modèle pour une distribution des vitesses électroniques auto-cohérente montre un écart à la maxwellienne pour T<12000°K et $n_e \lesssim 10^{16}\,cm^{-3}$.

Mentionnons encore que CLAASSEN (1975), ainsi que d'autres chercheurs, ont effectué des calculs similaires pour un plasma de césium optiquement épais.

Le comportement des sections efficaces près du "seuil d'énergie" devient plus important quand la température électronique est faible. Pour les électrons, la variation du taux des collisions non-élastiques due à un écart de la fonction de distribution à la maxwellienne, augmente quand "l'énergie du seuil" du processus

considéré est grande par rapport à kT (excitation des premières raies de résonance, ionisation à partir du niveau fondamental). En effet, la modification de la distribution des électrons dans un plasma hors ETL provoque un flux d'électrons de grande énergie ("queue" de la distribution) vers des énergies plus petites ("bosse" de la distribution). Ainsi quand "l'énergie du seuil" est située vers les petites énergies, le taux correspondant n'est pas affecté par les modifications dans la région des grandes énergies. Cet effet est utilisé dans différents modèles pour tenir compte de la modification de la distribution des vitesses électroniques.

En ce qui concerne la densité électronique elle doit être suffisante pour permettre la "maxwellisation" de la distribution des vitesses électroniques par des collisions coulombiennes. Pour que cette distribution soit indépendante des collisions non-élastiques, il faut que le nombre de ces dernières soit beaucoup plus petit que les collisions électron-électron (OXENIUS 1970a). Il faut donc que le degré d'ionisation soit plus grand qu'environ 0.01. Par contre si le degré d'ionisation tend vers l'unité [plasma complètement ionisé, voir Eq. (7.30)], notre modèle n'est valable qu'à condition qu'on tienne compte dans l'équation de quasi-neutralité (7.25) de la formation d'ions multiples. Néanmoins, lorsqu'il y a un grand nombre d'ions excités, l'utilisation de nos résultats reste limitée, car on n'a pas pris en compte les niveaux énergétiques des ions.

Pour les plasmas inhomogènes et/ou transitoires, les densités de population des niveaux excités $n_N (N>1)$ dépendent de la forme de la distribution des vitesses électroniques à cause du couplage avec le niveau fondamental. Par contre les valeurs du coefficient global de recombinaison α ne varient pas beaucoup avec la modification de la "queue" de la distribution, parce que les électrons rapides ne contribuent pas beaucoup à la recombinaison. Les valeurs de α sont donc valables pour toutes les températures et les densités électroniques, contrairement au coefficient global d'ionisation S qui est très sensible aux écarts à la maxwellienne.

En ce qui concerne les plasmas optiquement épais, l'existence d'une forte réabsorption favorise la "maxwellisation" de la distribution des vitesses. Le domaine de validité de nos calculs est alors élargi.

9.2. COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE; TRAVAUX THEORIQUES ANTERIEURS

Comme on l'a déjà vu dans l'introduction, les plasmas d'argon ont fait l'objet de travaux expérimentaux variés, tant par les méthodes de création des plasmas que par les méthodes de mesure. Plusieurs théories ont également été utilisées pour interpréter ces mesures.

Nous comparons ici le modèle C-R avec plusieurs résultats théoriques ou expérimentaux, d'abord en ce qui concerne l'établissement de l'ETL, puis a l'aide du coefficient de recombinaison. Cette dernière comparaison a été effectuée entre les résultats théoriques et expérimentaux des plasmas d'argon et également avec les plasmas d'H et d'He.

9.2.1. ETABLISSEMENT DE L'ETL

Rappelons d'abord quelques définitions des températures souvent utilisées (BOURASSEAU *et al.* 1970).

—— A. Températures de BOLTZMANN (T_B), déduite du rapport d'intensité de deux raies relatives à des niveaux élevés. Si les niveaux sont en ETL partiel, on obtient la température électronique vraie.

—— B. Température d'excitation (T_{EXC}), déduite de l'intensité absolue d'une raie d'émission (ou du continu). La densité de population du niveau supérieur de cette raie est établie en fonction de cette température. A l'aide de T_B, en supposant que l'ETL existe, on peut ensuite calculer les densités de population de différents niveaux.

—— C. Température d'ionisation (ou température de SAHA, T^*), calculée à l'aide de l'équation de SAHA en utilisant une densité électronique mesurée (et n_1 estimée).

La comparaison de ces trois températures constitue une méthode pour déterminer si le plasma est en ETL.

ALEXANDROV *et al.* (1967) ont étudié un plasma d'argon produit par un arc avec écoulement du gaz. Pour ce plasma la pression varie de 50 à 760 mm Hg et le courant de la décharge de 7A à 30A. D'après ces auteurs le spectre ionique d'argon n'est pas excité et les transitions étudiées (4p-4s, 5p-4s, 5d-4p) ne sont pas réabsorbées. La densité électronique mesurée est $n_e \simeq 3 \times 10^{15} cm^{-3}$. Par comparaison des trois températures que nous avons définies plus haut, ALEXANDROV *et al.* (1967) n'ont pas pu détecter un écart à l'ETL du plasma stationnaire. Compte tenu de la valeur de la densité électronique, ils supposent toutefois que cet écart existe (KOLESNIKOV et SOBOLEV, 1962). D'ailleurs, d'après nos calculs le plasma homogène et stationnaire optiquement mince se trouve en dehors de l'ETL complet pour cette densité électronique ($n_e = 3 \times 10^{15} cm^{-3}$) et pour la température d'ionisation ($T^* = 8500°K$) donnée par les auteurs. En effet, avec ces valeurs de n_e et T^*, on calcule suivant la formule de SAHA une densité du niveau fondamental $n_1^{HS} \simeq 10^{18} cm^{-3}$. D'après la Fig. 39, aux valeurs $n_1^{HS} = 10^{18} cm^{-3}$, $n_e = 3 \times 10^{15} cm^{-3}$ correspond une température électronique "hors ETL" $T \simeq 11200°K$. Le plasma se trouve très loin de l'ETL (Fig. 41).

L'absence de réabsorption établie expérimentalement pour les raies étudiées ne prouve pas que l'épaisseur optique du plasma est nulle pour toutes les raies. La température électronique que nous avons obtenue en supposant que le plasma est optiquement mince est nettement plus grande que celle donnée par les mesures (T=9400°K). Donc, le plasma est optiquement épais. En supposant les raies de résonance totalement réabsorbées (cas A §8.3.1.1.), avec $n_1^{HS}=10^{18}\,cm^{-3}$, $n_e=3\times10^{15}\,cm^{-3}$ on trouve à l'aide de la Fig. 48 T ≃ 9200°K ; suivant la Fig. 50 le plasma s'écarte à 500% de l'ETL [voir Eq. (7.29)]. En supposant une réabsorption plus grande, ce qui parait exagéré pour le plasma observé, on arrive (cas B, §8.3.1.2., Fig. 48) à une température électronique T≃8500°K et le plasma est pratiquement en ETL (Fig. 53).

Une comparaison des trois températures électroniques que nous avons calculées (11200°K, 9200°K, 8500°K) avec celle donnée par l'expérience (9400°K) montre que le plasma est légèrement moins réabsorbant que le cas A, §8.3.1.1. Ce résultat est en bon accord avec les données expérimentales, à condition que la diffusion soit négligeable.

Un deuxième aspect important est l'étude du plasma transitoire (régime de relaxation) obtenu par exemple par une brusque interruption du champ électrique. Dans ce cas, la comparaison des trois types de températures T_B, T_{exc}, T^* données par l'expérience a amené ALEXANDROV *et al.* (1967) à la conclusion que le plasma est hors d'équilibre thermodynamique. Après l'interruption du champ et pendant un temps suffisamment long pour qu'un refroidissement des électrons se produise, mais assez court pour que la recombinaison n'intervienne pas, la densité électronique varie très peu (voir STANISAVLJEVIC *et al.* 1972). ALEXANDROV *et al.* (1967) donnent comme abaissement de la température électronique ΔT=2800°K. Selon l'épaisseur optique considérée pour $n_e=3\times10^{15}\,cm^{-3}$ nos calculs donnent pour le coefficient global de recombinaison α (Fig. 57) :

Plasma optiquement mince : T-ΔT=8400°K, $\alpha = 10^{-11}\,cm^3s^{-1}$.
Plasma optiquement épais (cas A) : T-ΔT=6200°K, $\alpha = 5\times10^{-13}\,cm^3s^{-1}$.
Plasma optiquement épais (cas B) : T-ΔT=5300°K, $\alpha = 1.6\times10^{-12}\,cm^3s^{-1}$.

Le temps de relaxation τ_{REL} est approximativement (DRAWIN 1970) :

$$\tau_{REL} \simeq \frac{1}{n_e\alpha} \simeq \frac{1}{3\times10^{15}\times10^{-12}} \simeq 3\times10^{-4}\ s.$$

Si le temps caractéristique est beaucoup plus petit que le temps de relaxation ($\Delta t \ll \tau_{REL}$) la densité peut être considérée constante. Dans le cas contraire, la

variation de la densité électronique n'est pas négligeable. Suivant les mesures de ALEXANDROV *et al.* (1967) :

$$\frac{dn_e}{dt} \simeq 3.3 \times 10^{19} \ s^{-1}$$

et si la recombinaison collisionnelle est le processus dominant, on a :

$$dn_e/dt = 3.3 \times 10^{19} s^{-1} \simeq \alpha n_e^2 \ , \ \alpha \simeq 3.7 \times 10^{-12} \ cm^3 s^{-1} \ ,$$

avec $n_e \simeq 3x10^{15} cm^{-3}$. Sur la Fig. 57 on voit que cette approximation n'est pas satisfaisante pour des plasmas moins réabsorbants que le cas A, §8.3.1.1. Toutefois elle donne une estimation compatible avec nos résultats. Les valeurs du coefficient global de recombinaison utilisées par ALEXANDROV *et al.* (1967), proviennent des calculs de BATES *et al.* (1962) pour l'hydrogène et sont trop grandes ($\alpha > 10^{-11} \ cm^3 s^{-1}$).

Pour les plasmas de densité électronique légèrement supérieure ($n_e \simeq 10^{16}$ cm^{-3}), dans la gamme des températures électroniques souvent utilisées ($T \simeq 10^4$°K), nous observons d'après la Fig. 42 que, s'ils ne sont pas réabsorbants, ils sont très loin de l'équilibre thermodynamique local (complet). Ceci est en accord avec la majorité des études récentes sur ce sujet (LEONARD 1972, BOBER et TANKIN 1970, GRUZVEDA *et al.* 1974).

Par contre, une série de travaux plus anciens (OLSEN 1963, KOLESNIKOV 1966, MALONE et CORCORAN 1966, SCHOLTZ et ANDERSON 1968, RICHTER 1968, MILLER et AYEN 1969) situent le seuil de l'équilibre dans une région de densités électroniques nettement plus petites. Mais les contraintes imposées aux plasmas ne sont pas toutes identiques, ce qui modifie les conditions d'approche de l'équilibre. En effet, comme on peut voir sur la Fig. 55 la réabsorption des raies et du continu joue un rôle fondamental. Comme celle-ci varie suivant les dimensions du plasma et la température électronique, les différences observées entre les expériences sont tout à fait justifiées. D'autre part la "méthode de concordance de températures" s'avère souvent insuffisante (BOBER et TANKIN 1969) puisque les températures sont reliées exponentiellement à l'intensité des raies et par conséquent mal connues.

BOURASSEAU *et al.* (1970) ont estimé à l'aide d'un calcul approché et en comparaison avec leurs résultats expérimentaux, que les plasmas optiquement minces à la densité électronique $n_e > 2x10^{17} cm^{-3}$ approchent l'ETL tandis que pour $n_e < 10^{16} cm^{-3}$ toutes les raies de résonance doivent être considérées comme entièrement réabsorbées

pour approcher l'ETL. Pour l'ordre de grandeur des températures électroniques utilisées ($T \simeq 10^4$°K) nos calculs montrent que pour les plasmas optiquement minces (Fig.42) la condition $n_e > 2\times10^{17}cm^{-3}$ est nécessaire et qu'effectivement les plasmas optiquement épais dont les raies de résonance sont complètement réabsorbées (cas A, §8.3.1.1.), ne sont pas loin de l'ETL complet pour $n_e \simeq 10^{16}cm^{-3}$.

SHUMAKER et POPENOE (1972) ont effectué une étude de l'équilibre dans les arcs d'argon. Puisque pour ArI ils n'ont mesuré qu'une seule raie, correspondant à une transition entre les "niveaux effectifs" N=6 et N=2, leurs résultats ne peuvent être concluants que pour un ETL partiel.

LEONARD (1972) a étudié l'écart à l'équilibre d'un plasma d'argon de symétrie cylindrique à la pression atmosphérique, produit par induction à l'aide d'un oscillateur H.F. (c.a. 2.6. MHz). LEONARD ne donne pas les valeurs exactes de la densité électronique en fonction de la distance à l'axe; on peut estimer qu'elle est approximativement $n_e \simeq 3\times10^{15}cm^{-3}$ près de l'axe. Il a tracé (loc. cit. figure 3) en fonction de la distance à l'axe du plasma, des profils de la température déterminée par deux méthodes différentes:

I. - $T_{EXCIT.}$, obtenue à partir des mesures des intensités relatives des raies spectrales ($\equiv T_{EXC}$, définie par BOURASSEAU *et al.*, voir p.208).

II. - $T_{EQ.}$, calculée à partir des intensités absolues du continu et des raies, dans l'hypothèse où le plasma serait en ETL ($\equiv T_B$, voir p. 208).

On peut constater que $T_{EXCIT.}$ est beaucoup plus élevée que $T_{EQ.}$. LEONARD (1972) explique cette grande différence à partir des résultats théoriques de McWHIRTER et HEARN (1963) c'est-à-dire en supposant que le plasma est en dehors de l'ETL et en l'assimilant à un plasma hydrogénoïde optiquement mince. En fait, l'application de ces résultats théoriques n'est pas possible ici puisque :

i) Ils sont valables uniquement pour des plasmas optiquement minces et le plasma examiné par LEONARD (1972) est réabsorbant au moins pour quelques raies de résonance.

ii) Ils ne tiennent pas compte de la structure atomique caractéristique de l'argon.

A partir de ses valeurs expérimentales et des tables de McWHIRTER et HEARN (1963, table 5) LEONARD (1972) évalue le décrément de SAHA b_1^{MH} pour un plasma optiquement mince et une densité des neutres n_1^{MH}. Supposant que la variation de b_1 en fonction de la température est très faible, il introduit dans la formule de SAHA la densité électronique mesurée, la densité n_1^{EXP} estimée expérimentalement à partir de la pression de remplissage et le décrément de SAHA précédemment évalué.

En suivant le profil de la densité électronique, on obtient ainsi un profil de températures calculées T^{CR} qui sont voisines de celles obtenues par les mesures du type I ($T_{EXCIT.}$) Mais une telle comparaison n'a physiquement pas de sens. En effet, les valeurs ont été calculées pour un plasma optiquement mince tandis que le plasma mesuré est optiquement épais; et, l'influence de l'absorption est grande dans cette gamme de températures et densités électroniques (voir Fig. 55).

Nous avons donc utilisé les résultats de nos calculs pour évaluer les résultats expérimentaux présentés par LEONARD (1972). Au bord du plasma, à la pression atmosphérique on a approximativement $n_1 \simeq n_o \simeq 2.7 \times 10^{19}$ cm^{-3}. Avec T=7000°K l'équation de SAHA donne $n_e = 1.5 \times 10^{15} cm^{-3}$. Puisque $n_1 = 2.7 \times 10^{19}$ cm^{-3} et $n_e = 1.5 \times 10^{15}$ cm^{-3}, si on suppose le plasma optiquement mince, on trouve (Fig. 39) une "température de non-équilibre" T≃9500°K et un décrément de SAHA $b_1^{HS} > 10^3$ (Fig. 41). Cette valeur de la température électronique est plus grande que celle déterminée par l'expérience. Or, à la densité indiquée le plasma est optiquement épais; pour un plasma réabsorbant par exemple les raies de résonance (cas A. §8.3.1.1.), nos calculs donnent une température électronique T=7500°K (Fig. 48), valeur beaucoup plus raisonnable.

Dans les conditions expérimentales correspondant à l'axe de l'arc ($n_e \simeq 1.5 \times 10^{15}$ cm^{-3}, T_{EQ}=7500°K) pour un plasma optiquement mince notre modèle C-R donne (Fig. 39) une température électronique T=10000°K qui est trop grande comparée à l'expérience. Pour un plasma réabsorbant du type A. on obtient (Fig. 28) T=8000°K qui est une valeur trop petite. Une partie seulement des raies de résonance est donc réabsorbée. La Fig. 55 permet aussi d'observer que b_1^{HS} varie vite en fonction de la température électronique, surtout pour un plasma optiquement épais, contrairement à l'hypothèse faite par LEONARD (1971).

Les résultats théoriques de ROSE et DUGAN (1971) obtenus sur la base d'un modèle simplifié à cinq niveaux, aboutissent à un écart à l'ETL beaucoup plus important que ceux que nous calculons pour les températures électroniques T_e=8000°K et T_e=12000°K. Dans les figures 10 et 11 de leur publication, ces auteurs donnent le quotient $(n_+^{HS}/n_{1N})/(n_+^*/n_{1N})$ en fonction de la densité "initiale" n_{1N}, c'est-à-dire de la densité $n_{1N} = n_o + n_e$ du gaz neutre; n_+^{HS}/n_{1N} représente la fraction d'atomes ionisés calculée à l'aide de leur modèle, tandis que n_+^*/n_{1N} est cette même quantité calculée par la formule de SAHA. Dans cette gamme de températures et de densités électroniques le nombre d'électrons (et d'ions) et d'atomes excités est négligeable devant le nombre d'atomes neutres non excités. Le quotient $(n_+^{HS}/n_{1N})/(n_+^*/n_{1N})$ est donc égal au décrément de SAHA électronique b_e puisque :

$$(n_+^{HS}/n_{1N})/(n_+^*/n_{1N}) \simeq (n_e^{HS}/n_1)/(n_e^*/n_1) = b_e$$

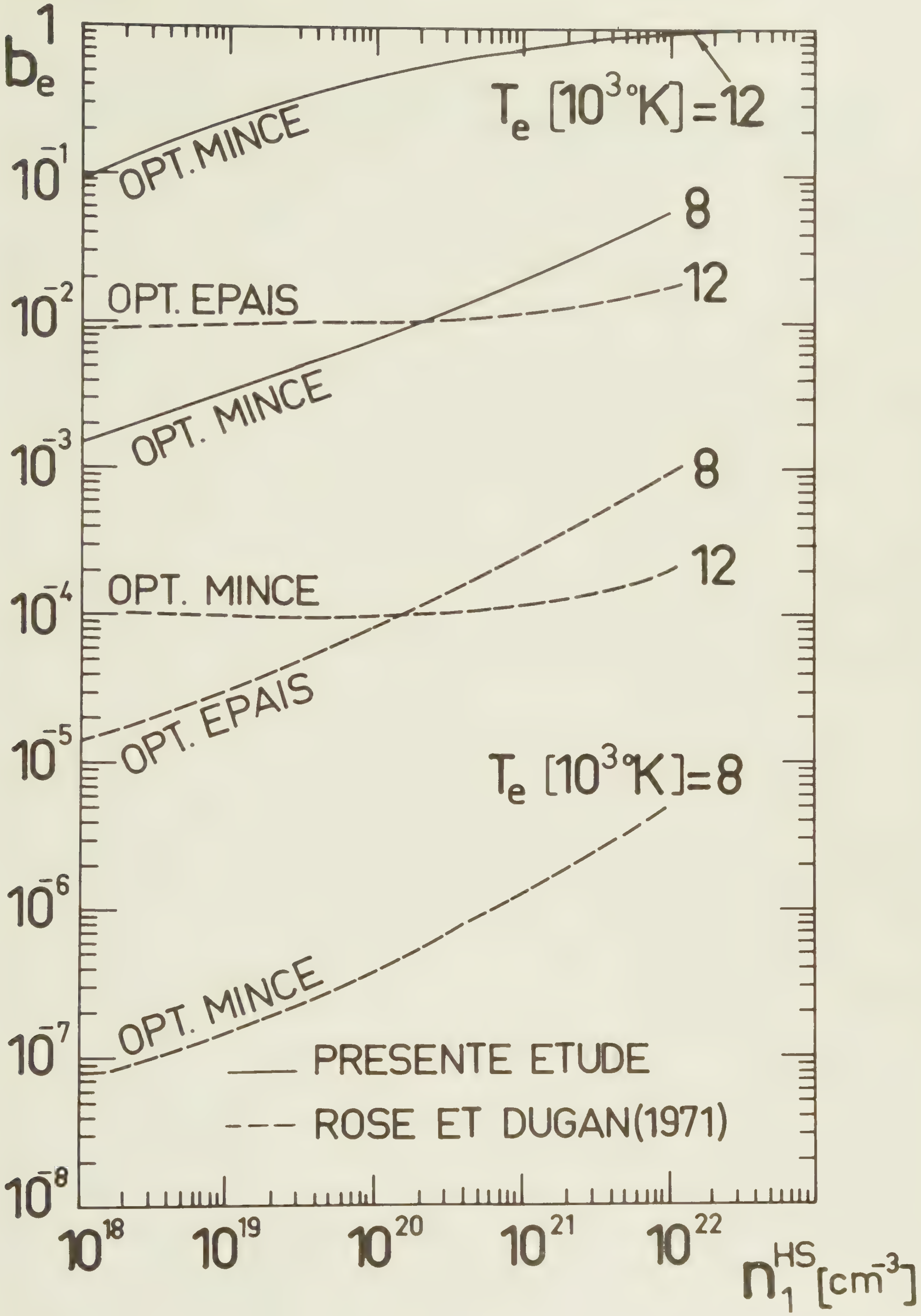


Fig. 60 : Comparaison des décréments de SAHA électroniques avec ceux de ROSE et DUGAN (1971).

Nous donnons les valeurs de b_e obtenues par ROSE et DUGAN (1971) sur la Fig. 60 (ligne interrompue ----), de même que celles du présent travail (ligne continue). On constate que même pour des plasmas optiquement épais dans les raies de résonance (qui surtout à cette gamme de densité et température électroniques sont plus près de l'équilibre) ces auteurs trouvent des décréments électroniques b_e très petits et donc des décréments de SAHA pour le niveau fondamental beaucoup plus grands que les nôtres.

Pour l'étude des écarts à l'équilibre, au lieu de résoudre un système compliqué, on dispose également de critères [voir RICHTER (1971)] comme celui de GRIEM (1963). SCHOLTZ et ANDERSON (1968) l'ont appliqué à l'argon pour la raie de résonance 4s→3p. Il faut alors que l'on ait :

$$n_e[\mathrm{cm}^{-3}] > 1.5 \times 10^{15} \sqrt{T[°K]}$$

pour que l'ETL soit atteint. Pour un plasma optiquement mince vérifiant cette condition la Fig. 42 montre pour le niveau fondamental un écart à l'équilibre [voir Eq. (7.29)] de 100% pour T≈50000°K à 1000% pour T≈10000°K.

9.2.2. COMPARAISON DES COEFFICIENTS DE RECOMBINAISON

La Fig. 61 permet de comparer les valeurs du coefficient C-R de recombinaison α que nous avons calculé pour des plasmas optiquement minces, avec celles obtenues théoriquement par CHEN (1969, points repérés par des cercles o) et KIMURA *et al.* (1973, points repérés par des croix +). Dans son article original, CHEN (1969) donne également des valeurs de α déterminées expérimentalement.

La valeur de α donnée par KIMURA *et al.* pour T=1280°K est beaucoup plus grande que celle résultant de nos calculs. Pour des températures électroniques plus grandes (T≳2950°K) les valeurs calculées par KIMURA *et al.* (1973) sont en bon accord avec les nôtres*.

Bien que KIMURA *et al.* (1973) trouvent un bon accord de leurs résultats avec ceux de CHEN (1969) nous remarquons que les valeurs théoriques de ce dernier sont beaucoup plus grandes que celles de KIMURA *et al.* (1973) et que celles du présent travail, par conséquent. Notons que CHEN (1969) trouve des valeurs expérimentales de α encore plus grandes que celles qu'il obtient par le calcul.

---

*Pour T=1540°K, la valeur attribuée à CHEN par KIMURA est 10 fois plus petite que celle de l'article original de CHEN. Il s'agit probablement d'erreur typographique affectant également la valeur donnée par KIMURA pour cette température.

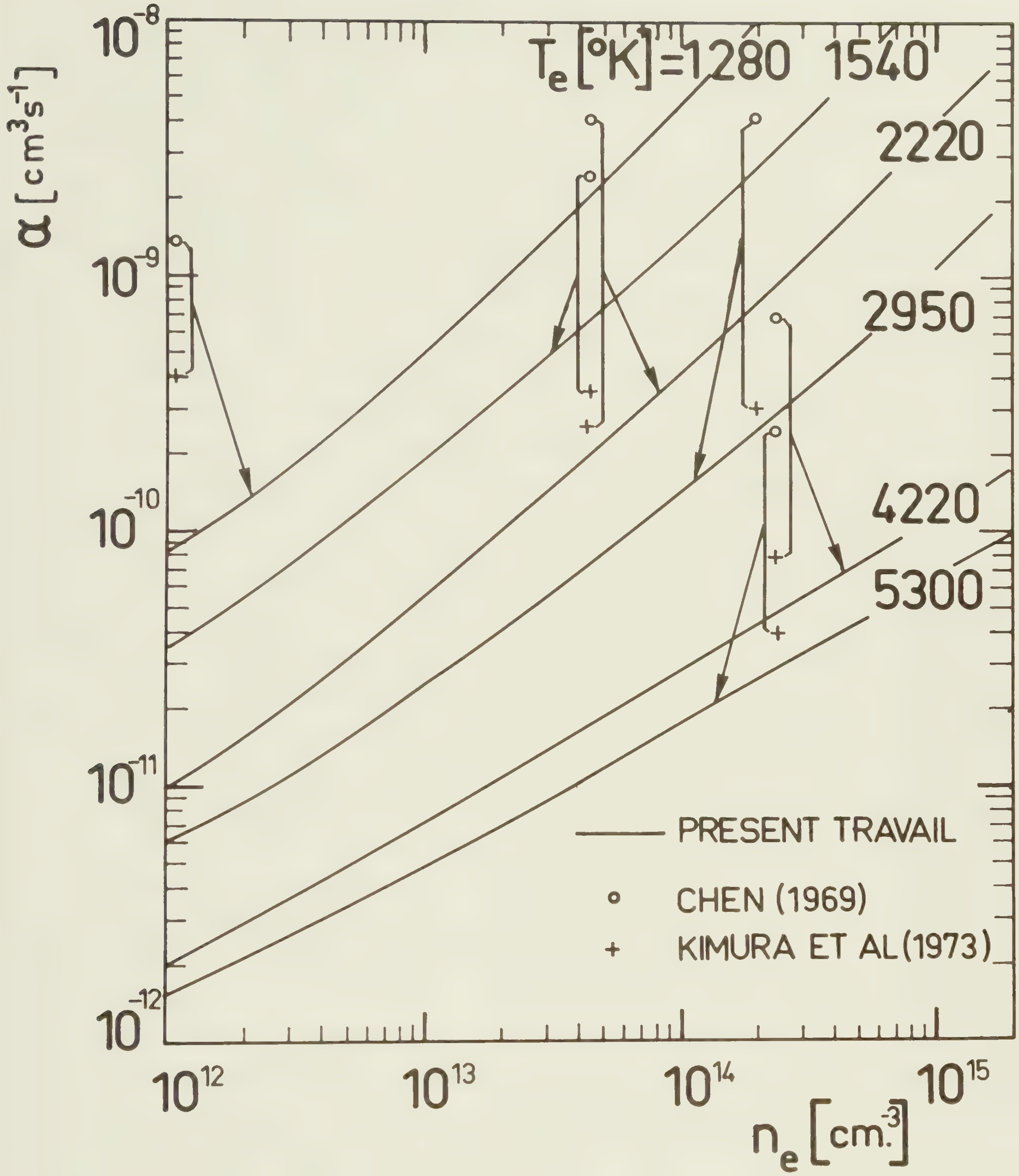


Fig. 61 : Comparaison du coefficient C-R global de recombinaison α déterminé par différents auteurs.

Il nous a paru intéressant de confronter nos résultats avec ceux qui ont été obtenus sur la base du même modèle pour l'hydrogène et l'hélium (DRAWIN 1969, DRAWIN et EMARD 1970, EMARD 1971, DRAWIN, EMARD et KATSONIS 1973). Dans ce but nous donnons sur la Fig. 62 les valeurs du coefficient global de recombinaison α pour les températures électroniques T=8000°K et T=16000°K en fonction de la densité électronique, pour des plasmas d'argon, d'hydrogène et d'hélium optiquement minces et optiquement épais dans les raies de résonance. Les valeurs de α pour hydrogène et hélium sont celles de DRAWIN (1975) et DRAWIN et EMARD (1970) respectivement. On constate que pour les températures de la Fig. 62 les valeurs correspondant à l'argon sont plus petites que celles correspondant à l'hydrogène et l'hélium.

En général, les courbes des Figs. 44 et 45 représentant les coefficients globaux de recombinaison α et d'ionisation S du plasma d'argon optiquement mince en fonction de la densité électronique, ont la même allure que celles qui ont été obtenues pour l'hydrogène et l'hélium. Notons toutefois que pour $4000°K \leq T \leq 32000°K$ et $10^{12}\,cm^{-3} \leq n_e \leq 10^{16}\,cm^{-3}$, la variation de α en fonction de la densité électronique est plus rapide dans le cas d'argon. Ce comportement qui rappelle celui des plasmas d'hydrogène et d'hélium réabsorbants (EMARD 1971, Figs. 18,19) peut s'expliquer par le surpeuplement (analogue à celui observé dans les plasmas optiquement épais) de certains "niveaux effectifs" (Figs. 4.6.) : ceux qui incluent une partie d'une configuration (cas de la séparation suivant le nombre quantique ℓ) ou même seulement une partie d'un terme (mise en valeur de la structure fine).

Notons encore que, par rapport à l'hydrogène et surtout à l'hélium, les valeurs de α calculées pour les plasmas d'argon, présentent de plus grands écarts entre les cas optiquement mince et optiquement épais (voir Fig. 62). Ainsi, en raison de la réabsorption qui a lieu généralement dans les plasmas de laboratoire, les valeurs mesurées du coefficient global de recombinaison α sont très inférieures à celles qu'on pourrait attendre en faisant l'approximation hydrogènoïde.

D'autre part, la structure du modèle atomique idéalisé, qui regroupe dans des "niveaux effectifs" distincts, des niveaux réels de même nombre quantique principal, donne aux diagrammes de variation de $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$ en fonction de N, une allure toute différente de celle obtenue pour l'hydrogène par DRAWIN et EMARD (1970). Pour cet élément, ils ont regroupé dans un même "niveau effectif" tous les niveaux réels ayant le même nombre quantique principal. Par contre, dans le cas de l'hélium (DRAWIN et EMARD, 1970) pour lequel une séparation plus minutieuse des niveaux les plus bas a été faite, la variation de $r_N^{(o)}$ et $r_N^{(1)}$ rappelle celle que nous obtenons dans le cas d'argon (par exemple le coefficient $r_N^{(o)}$ est plus grand que 1 pour certains niveaux non réabsorbés).

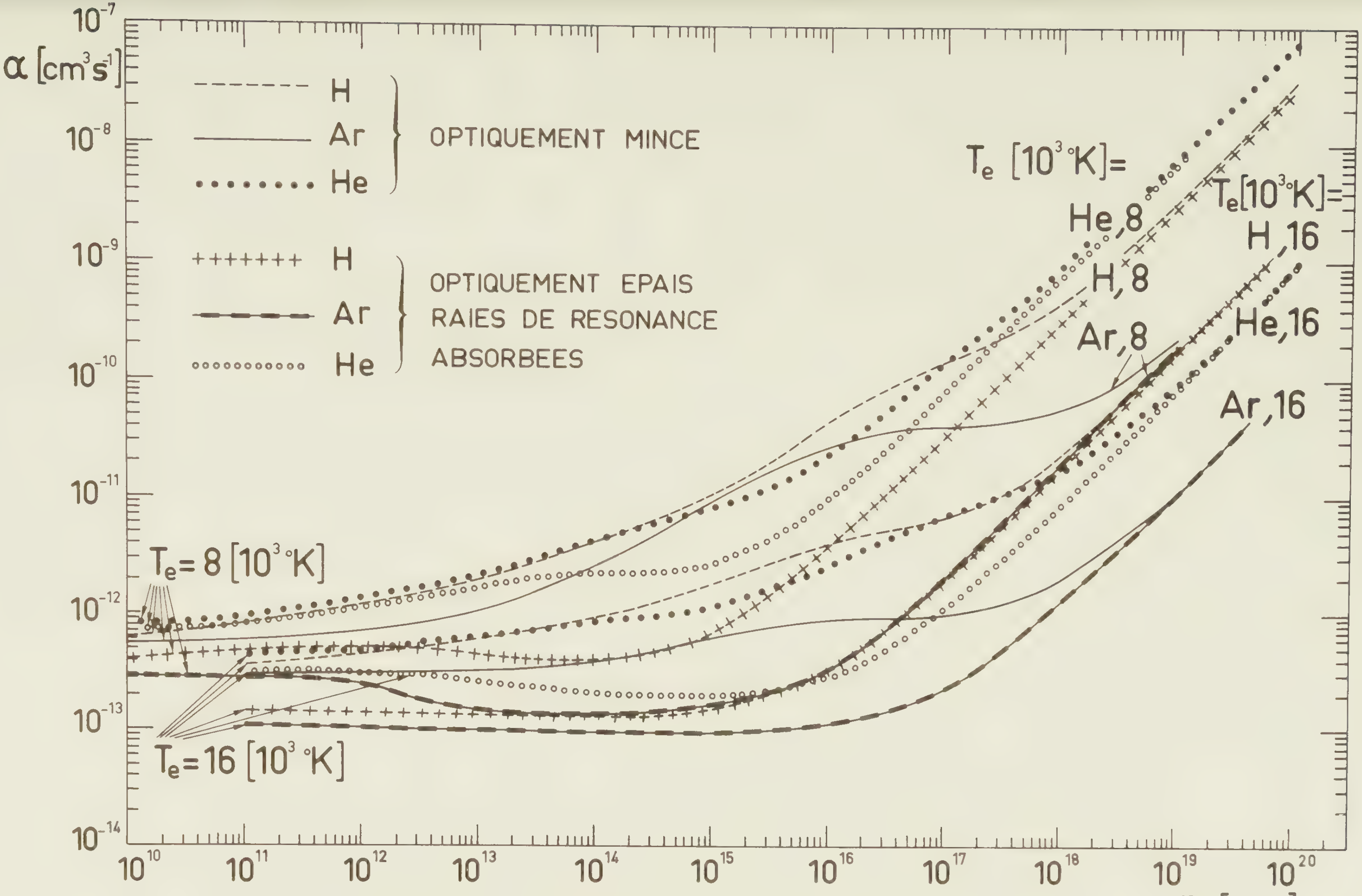


Fig. 62 : Comparaison du coefficient C-R global de recombinaison α pour des plasmas de HI, HeI et ArI optiquement minces ou épais.

- - - - - - - - / + + + + + + + + hydrogène , calculs de DRAWIN (1969)

· · · · · · · · / ∘ ∘ ∘ ∘ ∘ ∘ ∘ ∘ hélium, calculs d'EMARD (1971)

——— / ▬ ▬ ▬ argon, présent travail.

La comparaison des propriétés des plasmas d'argon avec celles des plasmas d'hydrogène ou d'hélium montre qu'il est impossible d'assimiler les plasmas d'argon à des plasmas hydrogénoïdes.

10. CONCLUSIONS

On a pu se rendre compte dans le chapitre précédent, que nos résultats sont généralement en bon accord avec l'expérience. Ceci constitue une amélioration par rapport aux calculs approximatifs ou aux modèles trop simplifiés qui ont été utilisés jusqu'ici pour les plasmas d'argon hors ETL. En effet, nous avons tenu compte en détail de la structure atomique d'argon qui joue un rôle essentiel. Ceci permet de préciser les propriétés spécifiques d'un plasma d'argon par rapport à celles d'un plasma de constitution chimique différente, comme il est apparu dans la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus pour l'hydrogène et l'hélium. D'autre part, la considération des détails de la structure atomique d'argon augmente le nombre total des niveaux liés introduits dans le modèle. L'utilisation d'un modèle atomique idéalisé devient alors indispensable.

Les irrégularités que présentent les courbes des densités de population calculées en fonction de l'énergie d'excitation sont caractéristiques de la structure atomique. Ces variations, prévues par la théorie et tout à fait nouvelles par rapport au cas des plasmas d'hélium ou d'hydrogène ont été observées récemment.

Nos calculs ont également permis de mettre en évidence l'influence de l'épaisseur optique sur les écarts des plasmas d'argon à l'ETL.

Pour des plasmas optiquement minces nous obtenons généralement un écart à l'ETL plus grand pour les plasmas d'argon que pour ceux d'hydrogène.

Les résultats obtenus pour les plasmas optiquement minces montrent que même quand on néglige la réabsorption du rayonnement émis par le plasma, le modèle collisionnel-radiatif peut décrire dans certains cas le plasma d'une façon satisfaisante. Pourtant, à l'instar des études faites pour des plasmas d'hydrogène et de l'hélium, l'insertion dans le modèle des processus de réabsorption s'avère souvent indispensable. Le calcul détaillé des coefficients d'échappement photonique en fonction de la géométrie du plasma, donnerait des résultats adaptés à certains cas particuliers. Un tel travail est déjà en cours.

Pour la généralisation du présent travail on peut aussi envisager :

A. L'introduction des processus jusqu'ici négligés comme les collisions inélastiques entre atomes neutres, la formation d'ions moléculaires, les processus multiphotoniques, etc..

B. L'utilisation de valeurs exactes du facteur de GAUNT et l'introduction de niveaux énergétiques supplémentaires relatifs à l'ion ArII. La prise en compte de ces niveaux serait indispensable pour le développement d'un modèle complet du

plasma d'un laser d'Ar^+.

On pourra également introduire dans le modèle des valeurs des paramètres de l'atome d'argon conformes aux résultats de nouvelles expériences.

REFERENCES

Alexandrov V.Ya., Gurevich D.B. et Podmoshenskii I.V., 1967, Opt. Spektrosk. 23, 521 (Opt. Spectrosc. 23, 282).

Aller L.H., 1953, "Astrophysics", Ronald Press, N.Y.

Amus'ya M. Ya., Cherepkov N.A. et Cherenysheva L.V., 1971, Ju. Tek.Exsp. Phys. 60, 160 (Soviet Physics JETP 33, 90).

Bates D.R., Dalgarno A., 1962, dans "Atomic and Molecular Processes" édit. D.R. Bates, Academic Press, N.Y.

Bates D.R., Damgaard A., 1949, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) A242, 101

Bates D.R., Kingston A.E. et McWhirter R.W.P. , 1962, Proc. Roy. Soc. A267, 297.

Bethe G., Salpeter E., 1957, "Quantum mechanics of One-and-two-electron systems" dans "Handbuch der physik" Band XXXV, édit. S. Flüge, Springer-verlag, Berlin.

Bober L., Tankin R.S., 1970, J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 10, 991.

Borst W., 1974, Phys. Rev. A 9, 1195.

Bourasseau D., Cabannes F. et Chappelle J., 1970, Astron. Astroph. 9, 339.

Burgess A., 1958, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 118, 477.

Burhop E.H.S., 1961, "Theory of collisions" dans "Quantum theory, I. Elements" édit. D.R. Bates, Academic Press, N.Y.

Cacciatore M., Capitelli M. et Drawin H.W., 1976, Physica 82C.

Chandrasekhar S., 1969, "Ellipsoidal figures of equilibrium", MIT Press, Mass.

Chapman R.D., Henry R.J.W., 1972, Astroph. J. 173, 243.

Chen C.J., 1969, J. Chem. Phys. 50, 1560.

Chen C.J., 1971, J. Opt. Soc. Am. 61, 1267.

Claassen H.A., 1975, Z. Naturforsch.30a, 451.

Clemmov P.C., Dougherty J.P., 1969, "Electrodynamics of Particles and Plasmas", Addison-Wesley Publ. Co, Reading, Mass.

McConkey J.W., Donaldson F.G., 1973, Canad. J. Phys. 51, 914.

Delcroix J.-L., 1963, "Physique des plasmas" Vol. I, Dunod, Paris.

Delcroix J.-L., 1966, "Physique des plasmas" Vol. II, Dunod, Paris.

Delcroix J.-L., 1972, "Atomic and molecular processes in ionized gases" dans "Physique des plasmas" édits. C. De Witt et J. Peyraud, Gordon and Breach, N.Y.

Delcroix J.L., Manus C., 1972, Cours de Physique Atomique des Plasmas, Orsay.

Delcroix J.L., Matos Ferreira C., Ricard A., "Atomes et molécules métastables dans les gaz ionisés", CNRS, Paris.

McDowell M.R.C., Morgan L.A. et Myerscough V.P., 1975, J. Phys. B, 8, 1053.

Drawin H.W., 1961, Z. Physik 164, 513.

Drawin H.W., 1964, Annalen d. Physik 14, 262.

Drawin H.W., 1966, "Collision and Transport Cross Sections" Rapp. EUR-CEA-FC 383, Fontenay aux Roses, édition révisée 1967.

Drawin H.W., 1969, Z. Physik 225, 470.

Drawin H.W., 1970, J. Quant. Spectr. Trans. 10, 33.

Drawin H.W., 1975, Validity conditions for local thermodynamic equilibrium" dans "Progress in Plasmas and Gaz Electronics" édits. R. Rompe et M. Steenbeck, Academie Verlag, Berlin.

Drawin H.W., Emard F., 1970, "Instantaneous population densities of the excited levels of H atoms, Hydrogen-like ions and He atoms in optically thin and thick non LTE plasmas", Rapport EUR-CEA-FC 534, Fontenay aux Roses.

Drawin H.W., Emard F., 1972, Z. Physik 253, 100.

Drawin H.W., Emard F., 1973, Beitr. Plasmaphysik 13, 143.

Drawin H.W., Emard F., 1974, Z. Physik 266, 257.

Drawin H.W., Emard F., 1975, Beitr. Plasmaphysik 15, 273.

Drawin H.W., Felenbok P., 1965, "Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium" Gautier-Villars, Paris.

Drawin H.W., Katsonis K., 1976, "Transition probabilities and oscillator strengths for a simplified model of the argon atom" en préparation.

Drawin H.W., Emard F. et Katsonis K., 1973, Z. Naturforsch. 28a, 1422.

Drawin H.W., Emard F., Dubreuil B. et Chapelle J., 1974, Beitr. Plasmaphysik, 14, 103.

Dunning F.B., Stebbings R.F., 1974, Phys. Rev. A 9 , 2378.

Ecker G., Kröll W., 1966a, Z. Naturforsh. 21a, 2012.

Ecker G., Kröll W., 1966b, Z. Naturforsh. 21a, 2023.

Erman P., Martinson I., 1973, Physica Scripta 8, 269.

Fite W., 1962, "The measurement of collisional excitation and ionisation cross sections" dans "Atomic and molecular processes" édit. D.R. Bates, Academic Press, N.Y.

Friedrich H., Katterbach K. et Trefftz E., 1970, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 10, 11.

Fujimoto T., 1972, Jap. J. Appl. Phys. 11, 1501.

Ganas P.S., Green A.E.S., 1971, Phys. Rev. A 4, 182.

Garstang R.H., Blerkom J. van, 1965, J. Opt. Soc. Am. 55, 1054.

Giannaris R.J., Incropera F.P., 1973a, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 13, 167.

Giannaris R.J., Incropera F.P., 1973b, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 13, 181.

Giovanelli R.G., 1949, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 109, 298.

Goldberg L.,1935, Astroph. J. 82, 1.

Goldberg L., 1936, Astroph. J. 84, 11.

Goldberg L., 1941, Astroph. J. 93, 244.

Goldwire H.C. Jr., 1968, Astroph. J. 161, SS221.

Gordiets B.F., Dymova I.A. et Shelepin L.A., 1971, Zu. Prik. Spektr. 15, 202 (J. Appl. Spectr. 15, 983).

Griem H.R., 1964, "Plasma Spectroscopy", Mc Graw-Hill, N.Y.

Gruzdeva N.S. Nikolaevkii L.S. et Podmoshenskii I.V., 1974, Opt. Spektrosk. 37, 1002 (Opt. Spectrosc. 37, 574).

Herdan R., Hughes T.P., 1961, Astroph. J. 133, 294

Holstein T., 1947, Phys. Rev. 72, 1212.

Holstein T., 1951, Phys. Rev. 83, 1159.

Houwellingen D. van, Kruithof A.A., 1971, J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 11, 1235.

Hudson R.D., Kieffer L.J., 1971, "Compilation of u-v photoabsorption cross sections for atoms between 5 and 3500 Å" , NASA-SP-3064.

Jahnke, Emde et Lösch F., 1966, "Tafeln Höherer Functionen" 7e éd., Teubner Verlagsg., Stuttgart.

Jefferies J.T., 1968, "Spectral line formation", Blaisdell Pub. Co, Mass.

Johnston P.D., 1967, Proc. Phys. Soc. 92, 896.

Kagan Yu.M., Luizova L.A., Lyagushcenko R.I. et Khakhaev A.D. 1963a, Opt. Spektrosk. 15, 446 (Opt. Spectrosc. 15, 241).

Kagan Yu. M., Lyagushcenko R.I. et Khakhaev A.D., 1963b, Opt. Spektrosk. 15, 13 (Opt. Spectrosc. 15, 5).

Karzas W.J., Latter R., 1961, Astroph. J. SS 167.

Kennedy D.J., Manson S.T., 1972, Phys. Rev. 5, 227.

Kimura A., Teshima K. et Nishida M., 1973, "Population density profiles in a source flow expansion of a partially ionized argon" C.P. 37, Kyoto Univ., Kyoto.

Kohsiek W., 1974, Thèse, Technische Hogeschool, Eindhoven.

Kolesnikov V.N., 1966, Phys. Opt. 30, 53.

Kolesnikov V.N., Sobolev N.N., 1962, Zu. Tekhn. Fiz. 32, 1090 [Soviet Physics Techn. Phys. 7, 801 (1963)].

Kramers H.A., 1923, Phil. Mag. 46, 836.

Kuprianov S.E., 1966, Opt. Spektrosk. 20, 163 (Opt. Spectrosc. 20, 85).

Leonard S.L., 1972, J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 12, 619.

Liboff R.L., 1969, "Introduction to the theory of kinetic equations", John Wiley Inc, N.Y., chap. 5.

Lipsky L., Cooper J.W., Non publié.

Limbaugh C.C., Mason A.A., 1971, Phys. Rev. A. 4, 2368.

Lloyd C.R., Weigold E., Teubner P.J.O. et Hood S.T., 1972a, J. Phys. B. 5, 1712.

Lloyd C.R., Weigold E., Teubner P.J.O. et Hood S.T., 1972b, J. Phys. B 5, L44.

Long R.L., Cox D.M., et Smith S.J., 1968, J. Res. Nat. Bur. Stand. 72A, 521.

Malone B.S., Corcoran W.H., 1966, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 6, 443.

Mapleton R.A., 1972, "Theory of charge exchange", Wiley-Interscience, N.Y.

Menzel D.H., 1969, Astroph. J. 161, SS 221.

Miller R.C., Ayen R.J., 1969, J. Appl. Phys. 40, 5260.

Milne E.A., 1930, "Thermodynamics of Stars" dans "Handbuch der Astrophysik" 3, Part I.

Murphy P.N., 1968, J. Opt. Soc. Am. 58, 1200.

Norlen G., 1973, Physica Scripta 8, 249.

Nubbemeyer H., 1974, "Messungen von Argon I - und Argon II-Übergangswarscheinlichkeiten an Bogenplasmen, Thèse, Freien Universität, Berlin.

Olsen H.N., 1963, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 3, 305.

Oxenius J., 1970a, Z. Naturf. 25a, 101.

Oxenius J., 1970b, Z. Naturf. 25a, 1302.

Oxenius J., 1974, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 14, 731.

Pesnelle A., 1970, Thèse, Université de Paris, Paris

Peyraud N., 1969, Thèse, Université de Paris, Paris

Polyanskii M.N., Skrebov V.N. et Shukhtin A.M., 1973a, Opt. Spektrosk. 34, 28 (Opt. Spectrosc. 34, 14).

Polyanskii M.N., Skrebov V.N. et Shukhtin A.M., 1973b, Opt. Spektrosk. 34, 221 (Opt. Spectrosc. 34, 124).

Pomraning G.C., 1973, "The equations of radiation hydrodynamics" Pergamon Press. Oxford.

Ranson P., 1976, en préparation.

Richter J., 1968,"Plasma diagnostics", North-Holland, Amsterdam.

Richter J., 1971, "Partial thermodynamics equilibrium in plasmas", dans "10th International Conference on Phenomena in Ionized Gases", 1971 Oxford édit. R.N. Franklin, Donald Parson Publ., Oxford.

Roberts D.E., 1973, J. Phys. B 6, 929.

Rose J.R., Dugan J.V. Jr., 1971, "Consideration of simple model atoms for Argon discharge calculations" NASA TN D-6383, Cleveland.

Rotenberg M., Bivius R., Metropolis N., Wooten J.K. Jr., 1959, "The 3-j and 6-j symbols", The Technology Press-MIT,Cambridge, Mass.

Russel H.N., 1963, Astrophys. J. 83, 29.

Sampson D.H., 1965, "Radiative contribution to energy and momentum transport in a gas", Wiley Interscience, N.Y.

Samson J.A.R., 1966, Adv. Atomic Mol. Phys. 2, 178.

Sawada T., Purcell E. et Green A.E.S., 1971, Phys. Rev. A4, 193.

Scholtz P.D., Anderson T.P., 1968, J. Quant. Spect. Rad. Trans. 8, 1411.

Seaton M.J., 1959, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 119, 81.

Seshadri S.R., 1973, "Fundamentals of Plasma Physics", American Elsevier Publ. Co Inc, N.Y.

Shtyrkov E.I., Subbes E.V., 1966, Opt. Spektrosk 21, 245 (Opt. Spectrosc. 21, 143).

Shumaker J.B., Popenoe C.H., 1972, J. Res. Nat. Bur. Stand. A76, 71.

Spitzer Jr. L., 1962, "Physics of fully ionized gases" Interscience Publ., N.Y.

Stanisavljević M., Djeniže S. et Labat J., 1972, dans "Physics of Ionized Gases", Split, Youg.

Starace A.F., 1971, Phys. Rev. A 3, 1242.

Sobel'man I.I., 1972, "Introduction to the theory of Atomic Spectra", Pergamon Press, Oxford.

Tam W.C., Brion C.E., 1973, J. Elect. Spect. Rel. Phen., 2, 111.

Uhlenbeck G.E., 1973, "The validity and the limitation of the Boltzmann Equation" dans "The Boltzmann Equation" édits. E.G.D. Cohen et W. Thirring, Springer-Verlag, Wien.

Unsöld A., 1955, "Physik der Sternatmosphären" Zweite Aufl., Springer-Verlag, Berlin.

Vagner S.D., Virolainen V.A. et Kagan Yu. M., 1970, Opt. Spektrosk. 28, 192 (Opt. Spectrosc. 28, 102).

Vriens L., 1965, Physica 31, 1081.

Warner B., 1968, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 189, 273.

Mc Whirter R.W.P., Hearn A.G., 1963, Proc. Phys. Soc. 82, 641.

White H.E., Eliason A.Y., 1933, Phys. Rev. 44, 753.

Wiese W.L., Smith M.W. et Glennon B.M., 1966, "Atomic Transition Probabilities" Vol. I, NSRDS-NBS 4.

Wiese W.L., Bridges J.M., Kornblith R.L. et Kelleher D.E., 1969, J. Opt. Soc. Amer. 59, 1206.

Wiese W.L., Smith M.W. et Miles B.M., 1969, "Atomic Transition Probabilities" Vol. II, NSRDS-NBS 22.

Wilson R., J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 2, 447.

Winkler R., Wilhelm J., 1971, Beitr. Plasmaphysik 11, 159.

Zurro B., Campos J. et Sánchez del Río C., 1973, Phys. Lett. 43A, 527.